

Terahertzfeld-induzierte Stoßionisationslawinen in GaAs



Dissertation

zur Erlangung des
Doktorgrades der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
der Naturwissenschaftlichen Fakultät II - Physik
der Universität Regensburg

vorgelegt von

Florian Klappenberger

aus Bogen

2004

Promotionsgesuch eingereicht am: 25. Mai 2004
Die Arbeit wurde angeleitet von: Prof. Dr. K. F. Renk.

Prüfungsausschuss:

Prof. Dr. J. Keller	(Vorsitzender)
Prof. Dr. K. F. Renk	(1. Gutachter)
Prof. Dr. W. Wegscheider	(2. Gutachter)
Prof. Dr. J. Zweck	(weiterer Prüfer)

Die mündliche Prüfung fand statt am 10. August 2004.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	iv
Nomenklatur	v
Publikationsliste	viii
Einleitung: GaAs und Terahertz-Technologie	1
1 Grundlagen zur Stoßionisation in GaAs	5
1.1 Interband-Stoßionisationsprozesse	5
1.2 Transport in GaAs	8
1.3 Stoßionisationslawinen	13
2 „Transient-pulse nonlinear spectroscopy“	20
2.1 Aufbau der Spektroskopiemethode	20
2.2 Demonstration am Respons eines Übergitters	22
2.3 Diskussion der Messmethode	27
3 Stoßionisationslawinen in GaAs-Mikrokristallen ausgelöst durch Terahertz-Strahlungspulse	29
3.1 Aufbau für die Messung der Terahertzfeld-induzierten Lumineszenz	29
3.2 Lumineszenzpulse als Anzeichen für Ionisationslawinen	32
3.3 Leistungsabhängigkeit der Ladungsträgerdichte am Ende der Lawinen	34
3.4 Terahertzfeld-induzierte Strompulse	38
4 Diskussion der Resultate	42
4.1 Allgemeines zur Versuchsdurchführung	42
4.2 Frequenzabhängigkeit des Schwellenfeldes	42
4.3 Multiphotonionisation als alternativer Prozess?	44
4.4 Vergleich mit anderen Arbeiten	45
4.5 Theoretische Beschreibung	47

5 Ausblick: Transient-pulse nonlinear spectroscopy mit „neuen“ Materialien	49
Zusammenfassung	51
A Reversibler Durchbruch im statischen Feld	54
A.1 Gepulste Kennlinienmessung	55
A.2 Hochleitender Licht-emittierender Zustand	58
A.3 Diskussion des reversiblen Durchbruchs	61
B Keldysh-Skript zur Herleitung von $\tau_L(F_e)$	64
C MathCad-Programm zur Berechnung von $\tau_L(F_e)$	69
D Simulation zur Stoßionisation im Terahertzfeld	73
E Die Multiphoton-Ionisationsrate nach Keldysh	81

Abbildungsverzeichnis

1.1	Der elementare Stoßionisationsprozess	6
1.2	Ionisationsraten im Vergleich.	7
1.3	Energiedispersion und Zustandsdichte von GaAs	10
1.4	Streuprozesse des Kleinfeld-Transports	12
1.5	Ionisationskoeffizient $\alpha(F_e)$ für eine Frequenz von 3,3 THz	17
1.6	Frequenzabhängigkeit von $\alpha(F_e)$	18
1.7	Leistungsabhängigkeit der Ladungsträgerdichte	19
2.1	Strahlengang der Spektroskopiemethode	21
2.2	Übergitterdispersion und Stromantwort	23
2.3	Lineare Spektroskopie als Test der Methode	25
2.4	Einfluss der Modenselektion	26
2.5	Demonstration der „Transient-pulse nonlinear spectroscopy“	27
3.1	Aufbau zur Messung Terahertzfeld-induzierter Lumineszenz	30
3.2	Aufbau des Hauptdetektors und des GaAs-Mikrokristalls	31
3.3	UI-Charakteristik eines GaAs-Mikrokristalls	31
3.4	Lumineszenzpulse	33
3.5	Lumineszenzpulse: Vergleich mit Simulation	34
3.6	Leistungsabhängigkeit der Lumineszenz	35
3.7	Leistungsabhängigkeit der Lumineszenz: Theorie	36
3.8	Screening-Effekt	37
3.9	Leistungsabhängigkeit der Lumineszenz: Screening-Effekt	38
3.10	Terahertzfeld-induzierte Strompulse	39
3.11	Terahertzfeld-induzierte Strompulse: Simulation	40
3.12	Randbedingungen für Strompulse	41
4.1	Frequenzabhängigkeit des Schwellenfeldes	43
4.2	Schwellenfeld für Stoßionisation und Multiphotonionisation	45
4.3	Vergleich von Schwellenfelder verschiedener Arbeiten	46
A.1	Prinzipbild zum Durchbruch im statischen Feld	54
A.2	Aufbau der Pulsmessmethoden	55
A.3	Elektrische Pulse und Lumineszenz	57

A.4	Strom-Spannungs-Charakteristik des Schaltvorgangs	59
A.5	Hochfelddomäne und Verlauf des Ionisationskoeffizienten	60
A.6	Plateaus in der UI-Charakteristik	61
A.7	Reversibilitätstest des Durchbruchs	62

Nomenklatur

Symbol	Beschreibung	Einheit (Konstanten mit Wert)
α	Ionisationskoeffizient	1/cm
$D(E)$	Diffusionskonstante (gesamt)	(eV) ² /s
$D_F(E)$	Diffusionskonstante für die Terahertzfeldgetriebene Diffusion	(eV) ² /s
$D_{ph}(E)$	Diffusionskonstante für die Phononengetriebene Diffusion	(eV) ² /s
Δ	Breite des niedrigsten Minibandes eines Übergitters	eV
E_I	Mindestenergie eines Elektrons um Stoßionisation vollziehen zu können	eV
E_{iv}	Energieübertrag bei einem Intervalley-Streuprozess	25 meV
$E_n(\vec{k})$	Energieeigenwert eines Zustandes im Energieband n , charakterisiert durch \vec{k} eV	
E_L	Energieminimum des L -Tals	eV
E_X	Energieminimum des X -Tals im ersten Leitungsband	eV
E_{X2}	Energieminimum des X -Tals im zweiten Leitungsband	eV
e	Elementarladung	$1,60 \times 10^{-19}$ C
ϵ	Permittivitätszahl	
ϵ_0	die elektrische Feldkonstante	$8,85 \times 10^{-12}$ As/(Vm)
F	Feldstärke des elektrischen Feldes	V/m

Nomenklatur

F_e	effektive Feldstärke des Terahertzfeldes (Amplitude/ $\sqrt{2}$)	V/m
F_{th}	effektive Feldstärke des Terahertzfeldes, die zu $\tau_L = 2$ ns führte	V/m
$g(E)$	Zustandsdichte bei der Energie E	eV ⁻¹ cm ⁻³
\hbar	reduziertes Plancksches Wirkungsquantum	$1,05 \times 10^{-34}$ Js
I	elektrischer Strom	A
J	Teilchenstrom entlang der Energieachse	Stück/s
j	auf ein Elektron normierter Teilchenstrom entlang der Energieachse	Stück/s
\vec{k}	Elektronwellenvektor	1/cm
k_x	Komponente des Elektronwellenvektors in der [100] von GaAs	1/cm
m_0	Ruhemasse eines freien Elektrons	$9,11 \times 10^{-31}$ kg
m^*	effektive Elektronenmasse	m_0
m_g	effektive Masse der Zustandsdichte	m_0
μ_0	die magnetische Feldkonstante	$4\pi \times 10^{-7}$ Vs/(mA)
N_e	Anzahl der Elektronen in System	Stück
N_{Phot}	Anzahl der registrierten Photonen	Stück
n_e	(momentane) Elektronendichte	cm ⁻³
n_D	Dichte der Dotieratome	cm ⁻³
n_{nP}	Elektronendichte nach einem Terahertz-Strahlungspuls	cm ⁻³
n_{th}	Schwelle der Elektronendichte, ab der Strompulse gemessen wurden	cm ⁻³
ν	Frequenz der Terahertzstrahlung	1/s
P	instantane Leistung eines THz-Strahlungspulses	W
P_m	maximale Leistung eines THz-Strahlungspulses	W
P_{th}	Schwellenleistung oberhalb der Lumineszenzstrahlung gemessen wurde	W
p_{nP}	Löcherdichte nach einem Terahertz-Strahlungspuls	cm ⁻³

$\psi_{n,\vec{k}}(\vec{r})$	Blochwelle im Energieband n charakterisiert durch den Wellenvektor \vec{k}	
$R(E)$	gesamte Energiegewinn- bzw Energieverlustrate	eV/s
$R_{FLA}(E)$	Rate, mit der Elektronen Energie aus dem Terahertzfeld absorbieren auf Grund der Freien-Ladungsträger-Absorption	eV/s
$R_V(E)$	Rate, mit der Elektronen Energie an das Phononensystem verlieren	eV/s
$r_I(E)$	Ionisationsrate eines Elektrons mit einer Energie E , gemittelt über alle Zustände, denen man eine Energie E zuordnen kann	1/s
r_R	Rate für die Elektron-Loch-Rekombination	1/s
r_{mp}	Rate für die Multiphotonionisation	1/s
\vec{r}	Ortsvektor	m
t	Zeit	s
$\tau_{iv}(E)^{-1}$	von der Intervalley- Streuung verursachte mittlere Streurrate für Elektronen mit der Energie E	1/s
τ_L	Lawinenanwuchszeit, Zeit in der die Elektrodendichte von n auf $n \exp(1)$ ansteigt	s
$\tau_{po}(E)^{-1}$	von der polar-optischen Streuung verursachte mittlere Streurrate für Elektronen mit der Energie E	1/s
$U_K(\vec{r})$	Kristallpotential am Ort \vec{r}	eV
v_s	Sättigungsdriftgeschwindigkeit für GaAs	1/s
ω	Kreisfrequenz des Terahertzfeldes	1/s

Publikationsliste

Im Rahmen dieser Arbeit entstanden folgende Veröffentlichungen:

Artikel

- F. Klappenberger and K. F. Renk, *THz field induced impact ionization avalanche in GaAs*, unpublished (submitted to Phys. Rev. Lett.).
- F. Klappenberger, K. N. Alekseev, K. F. Renk, R. Scheuerer, E. Schomburg, S. J. Allen, G. R. Ramian, J. S. S. Scott, A. Kovsh, V. Ustinov, and A. Zhukov, *Ultrafast creation and annihilation of space-charge domains in a semiconductor superlattice observed by use of Terahertz fields*, unpublished (submitted to Eur. Phys. J. B).
- F. Klappenberger, K. F. Renk, P. Renk, B. Rieder, Y. Koshurinov, D. Pavlev, V. Ustinov, A. Zhukov, N. Maleev, and A. Vasilyev, *Semiconductor-superlattice frequency multiplier for generation of submillimeter waves*, Appl. Phys. Lett. **84**, 3924-3926 (2004).
- F. Klappenberger and K. F. Renk, *Proposal of a microwave-driven semiconductor superlattice oscillator for generation of THz radiation*, Intern. J. of Infrared and Millimeter Waves, **25**, 429-438 (2004).
- F. Klappenberger and K. F. Renk, *Transient-pulse nonlinear spectroscopy with the radiation of a THz gas laser*, Intern. J. of Infrared and Millimeter Waves, **24**, 1405-1414 (2003).
- F. Klappenberger, K. F. Renk, R. Summer, L. Keldysh, B. Rieder, and W. Wegscheider, *Electric-field-induced reversible avalanche breakdown in a GaAs microcrystal due to cross band gap impact ionization*, Appl. Phys. Lett. **83**, 704-706 (2003).
- M. Haeussler, E. Schomburg, J.-M. Batke, F. Klappenberger, A. Weber, H. Appel, K. F. Renk, H. Hummel, B. Stroebel, D. G. Pavel'ev, and Yu. Koschurinov, *Millimetre-wave generation with semiconductor superlattice*

mounted in cavity fabricated by UV-photolithography and galvanofarming, Electron. Lett. **39**, 784-785 (2003).

- J. N. Hovenier, R. W. van Es, T. O. Klaassen, W. Th. Wenckebach, F. Klappenberger, M. Krätschmer, S. Winnerl, E. Schomburg, G. M. H. Knippels, and A. F. G. van der Meer, *Sequential detection technique to measure the shape of short THz pulses in the presence of a large jitter in the trigger signal*, IEE Proc.-Optoelectron. **149**, 99-104 (2002).
- E. Schomburg, F. Klappenberger, M. Krätschmer, A. Vollnhals, R. Scheuerer, K. F. Renk, V. Ustinov, A. Zhukov, and A. Kovsh, *InGaAs/InAlAs superlattice detector for THz radiation*, Physica E **13**, 912-915 (2002).
- A. A. Ignatov, F. Klappenberger, E. Schomburg, and K. F. Renk, *Detection of THz radiation with semiconductor superlattices at polar-optic phonon frequencies*, J. Appl. Phys. **91**, 1281-1286 (2002).
- F. Klappenberger, A. A. Ignatov, S. Winnerl, E. Schomburg, W. Wegscheider, K. F. Renk, and M. Bichler, *Broadband semiconductor superlattice detector for THz radiation*, Appl. Phys. Lett. **78**, 1673-1675 (2001).
- J. N. Hovenier, R. W. van Es, T. O. Klaassen, W. Th. Wenckebach, M. Krätschmer, F. Klappenberger, E. Schomburg, S. Winnerl, G. M. H. Knippels, and A. F. G. van der Meer, *Differential electronic gating: A method to measure the shape of short THz pulses with a poorly defined trigger*, Appl. Phys. Lett. **77**, 1762-1764 (2000).
- S. Winnerl, E. Schomburg, S. Brandl, F. Klappenberger, K. F. Renk, A. F. G. van der Meer, M. C. Wanke, S. J. Allen, D. G. Pavel'ev, Y. Koschurinov, A. A. Ignatov, B. Melzer, S. Ivanov, V. M. Ustinov, and P. S. Kopev, *Superlattice detector as a fast direct detector and autocorrelator for terahertz radiation*, SPIE Proc. **3795**, 116-125 (1999).

Vorträge

Teilergebnisse dieser Arbeit wurden von mir in folgenden Vorträgen präsentiert:

- F. Klappenberger, *THz field induced impact-ionization avalanche in GaAs*, Workshop on Quantum Heterostructures and THz Electronics, Regensburg, Germany (2004).
- F. Klappenberger, *Stationary ultrahot-electron nonequilibrium state in a GaAs crystal driven by an electromagnetic field*, Workshop of the Graduiertenkolleg „Nonlinearity and Nonequilibrium in Condensed Matter“, Windberg, Germany (2003).

- F. Klappenberger, *THz field induced reversible avalanche breakdown in an n^+nn^+ GaAs diode*, Workshop on Quantum Heterostructures and THz Electronics, Regensburg, Germany (2003).
- F. Klappenberger, K. F. Renk, E. Schomburg, R. Summer, S. Ganichev, and W. Prettl, *Fast GaAs detector for THz radiation*, 27th IEEE International Conference on Infrared and Millimeter Waves, San Diego, USA (2002).
- F. Klappenberger, S. Winnerl, E. Schomburg, K. F. Renk, A. A. Ignatov, W. Wegscheider, A. F. G. van der Meer, *Phononresonanz im Response eines Halbleiter-Übergitterdetektors für THz-Strahlung*, Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Regensburg, Germany (2000).

Einleitung: GaAs und Terahertz-Technologie

Mit einfachen Worten

„Man muss wissen, bis wohin man zu weit gehen kann“, sagte Jean Cocteau und dachte bestimmt nicht daran, mit diesem Satz einmal den Auftakt zu einer Doktorarbeit in experimenteller Physik zu bilden. Im Kontext dieser Arbeit bedeutet „zu weit gehen“, dass man in einem Halbleiterkristall ein „zu hohes Feld erzeugt“, also ein Feld, das ausreicht, dielektrischen Durchbruch auszulösen. Der Durchbruch zerstört typischerweise den Kristall. Das Durchbrennen von elektronischen Bauteilen hat häufig eine solche Ursache. In dieser Arbeit wurden Halbleiterkristalle durch starke gepulste Ferninfrarot-Laserstrahlung in den Durchbruchsbereich angeregt. Unter den Bedingungen dieser Arbeit haben die Halbleiterkristalle aber ohne Schaden die gepulste Strahlung überstanden. In diesem Sinne brachte die Arbeit ans Tageslicht, „bis wohin man zu weit gehen“ konnte.

Mit etwas präziseren Worten

Das Halbleitermaterial Galliumarsenid (GaAs) ist eines der beliebtesten „Haus-tiere“ aus der aktuellen Forschung und Technik. Das zeigt sich daran, dass ganze Konferenzen mit unterschiedlicher Auslegung diesem Materialsystem gewidmet sind. So ist etwa das „International Symposium on Gallium Arsenide and Related Compounds“ eher der Grundlagenforschung gewidmet, während sich die „International Gallium-Arsenide (GaAs) Manufacturing Technology Conference“ eher mit technologischen Aspekten und das „Gallium Arsenide Application Symposium“ mit neuen Anwendungsmöglichkeiten befassen. Für diese Beliebtheit gibt es mehrere Gründe. Nach der Entdeckung von Strominstabilitäten in GaAs durch Gunn [1, 2] machte man sich diesen Effekt für die Herstellung von Oszillatoren mit Frequenzen bis zu 100 GHz zu Nutze [3]. Weil GaAs ein direkter Halbleiter ist, bietet es sich an, mit diesem Material Interbandleuchtdioden [4] und Interbandlaser [5] zu bauen. Dazu kommt, dass sich GaAs molekular-epitaktisch kontrolliert und sauber wachsen lässt und dass sich Kristalle mit wechselnden Schichten aus dem Halbleiter Aluminiumarsenid (AlAs) und GaAs ohne Versatzstellen herstellen lassen. Das liegt daran, dass AlAs das gleiche Bravaisgitter wie GaAs aufweist und

die gleiche Gitterkonstante hat. Weil aber AlAs eine größere Bandlücke als GaAs hat, lassen sich auf diese Art und Weise Heterostrukturen herstellen, die elektronische Potentialsprünge mit atomarer Präzision definieren. Heteroübergänge wurden verwendet, um bei GaAs-Laserdioden die Lichtausbeute durch eine Konzentration der Elektronen und Löcher in der aktiven Zone zu erhöhen [6, 7]. Mit mehreren Heteroübergängen, mit einem Abstand von nur wenigen Atomlagen, wurden gekoppelte Quantentröge gebaut, die die Grundlage für die heute sehr erfolgreichen Quantenkaskaden-Laser darstellen [8, 9]. Indem man zwei Heteroübergänge (GaAs/AlAs und AlAs/GaAs) periodisch wiederholte (~ 100 mal), wurden die 1970 von Esaki und Tsu [10] vorgeschlagenen Übergitter realisiert [11] und zur Erzeugung von Millimeter- und Submillimeter-Wellen [12, 13, 14] und zur breitbandigen Detektion von Terahertz-Strahlung [15] verwendet. Heterostrukturen dienen aber auch als wichtige Bausteine zur Untersuchung der Physik niedrigdimensionaler Systeme, die zur Zeit von großem Interesse sind. Mit Heterostrukturen wurden zweidimensionale Elektronengase definiert, die unter anderem zur Untersuchung des Quanten Hall-Effektes [16] verwendet wurden. Mit Hilfe der „Cleaved Edge Overgrowth“-Methode [17] konnten Quantendrähte hergestellt [18, 19] und damit die Physik eindimensionaler Systeme nutzbar [20] gemacht werden. Durch zweifaches Anwenden der „Cleaved Edge Overgrowth“-Methode wurden GaAs-Quantenpunkte hergestellt [21], ein Beispiel für nulldimensionale Systeme.

Die Terahertz-Technologie ist ein aktuelles Forschungsgebiet, das noch immer in den Kinderschuhen steckt. Der Begriff Terahertz (THz) beschreibt einen Bereich des elektromagnetischen Spektrums zwischen der Mikrowellenstrahlung und dem Infrarotlicht, der um Frequenzen von 1 THz angesiedelt ist. Wie weit sich der Bereich erstreckt, ist nicht ganz einheitlich definiert, typischerweise handelt es sich um Frequenzen von 0.1 bis 10 THz [22]. Ursprünglich war dieser Bereich hauptsächlich für Physiker, Chemiker und Astronomen interessant, weil viele Rotations- und Vibrationsübergänge einfacher Moleküle THz-Frequenzen aufweisen [23]. Durch die technologischen Fortschritte [24] in den letzten Jahrzehnten hat sich das Interesse auf so unterschiedliche Gebiete wie Physik, Medizin und Biologie erweitert. In diesen Gebieten eignet sich THz-Strahlung für bildgebende Verfahren und analytische Methoden, weil sie so eingesetzt werden kann, dass sie nicht ionisierend wirkt und keine Schäden verursacht. Diese Vorteile nutzt die THz-Zeitbereichs-Spektroskopie [25], mit der unter anderem die Entwicklung der Vielteilchenwechselwirkung in einem Elektronen-Loch-Plasma untersucht wurde [26]. In letzter Zeit wird diese Spektroskopie-Methode häufig auch zur Analyse von biologischen Materialien verwendet [27, 28]. Zu den interessantesten neuen Errungenschaften in der THz-Technologie zählen zum einen die Quantenkaskaden-THz-Laser [29, 30], die zur Zeit dem Wunsch nach einer benutzerfreundlichen THz-Festkörperstrahlungsquelle am nächsten kommen, auch wenn sie noch auf Temperaturen unter 100 K angewiesen sind. Zum anderen ist die labelfreie genetische Analyse [31] zu nennen, mit der DNA in femtomo-

larer Konzentration auf den Unterschied in einem Basenpaar untersucht werden kann. Mit leistungsstarken THz-Laserquellen wurde der Einfluss von intensiver THz-Strahlung auf Materie untersucht. Dabei fand man in Übergittern, in denen der elektrische Transport auf sequenziell resonanten Tunneln basierte, einen absoluten negativen Leitwert [32]. Bei Absorptionsmessungen im Energiebereich der Bandkante eines Quantentrogos wurde der dynamische Franz-Keldysh-Effekt einer excitonischen Anregung des Quantentrogos untersucht [33]. Kürzlich wurde der Spin-galvanische Effekt entdeckt [34]: durch ein starkes THz-Feld wurde ein spin-polarisiertes Elektronengas hergestellt, dessen Überbesetzung des einen Spinsubbandes gegenüber dem anderen Subband einen Strom antrieb.

Ziel der Arbeit war es, das beliebte „Haustier“ GaAs im zur Zeit interessanten THz-Bereich auf seine Belastbarkeit gegenüber hohen elektrischen Feldstärken zu untersuchen. Denn obwohl für GaAs viele Arbeiten zum elektrischen Durchbruch in statischen Feldern existieren [35, 36, 37, 38], fehlen im THz-Bereich bisher Experimente zu diesem Thema. In dieser Arbeit wurde mit einem der leistungsstärksten Ferninfrarotlaser der Welt Strahlung bei 1 und 3 THz erzeugt und mit einem Antennensystem in einem Mikrokristall (Volumen $1\text{ }\mu\text{m}^3$) konzentriert. Dadurch war es möglich, so hohe Wechselfeldstärken im Halbleiterkristall zu erreichen, dass die Interbandstoßionisation untersucht werden konnte.

Überblick über die Arbeit

Im **ersten Kapitel** werden für das Verständnis der Arbeit wichtige Grundlagen der Halbleiterphysik zusammengefasst und in Bezug zur Arbeit gestellt. Die wichtigsten Themen hierbei sind die Erzeugung und Vernichtung freier Ladungsträger und die Abhängigkeit dieser Prozesse von der Stärke des elektrischen Feldes, die semiklassische Theorie des Stromtransports inklusive der Freien-Ladungsträger-Absorption sowie einem Überblick über wichtige Streuprozesse, und Überlegungen zu Ionisationslawinen.

Das **zweite Kapitel** handelt von einer spektroskopischen Messmethode, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde. Ein Laserstrahl wird in zwei Strahlen, einen Referenz- und einen Hauptstrahl, aufgespalten, deren Leistungen in den Fokuspunkten zu jedem Zeitpunkt zueinander proportional sind. Mit einem Detektorsystem im Referenzstrahl wird die momentane Leistung im Hauptstrahl ermittelt, in dessen Fokuspunkt sich eine Probe befindet. Mit dieser Methode kann mit einem einzigen Laserpuls die Abhängigkeit einer Probenantwort von der THz-Leistung ermittelt werden.

Das **dritte Kapitel** ist der Kern der Arbeit. Neben einer kurzen Schilderung des Messaufbaus beinhaltet es alle wesentlichen Resultate zu den Stoßionisationslawinen. Wechselfelder mit Amplituden von einigen 100 kV/cm versetzen das Elektronengas in GaAs-Mikrokristallen in einen ultraheißten Zustand, das heißt, dass Elektronen durch Stoßionisation weitere freie Ladungsträger erzeugen und so eine deutliche Erhöhung der Ladungsträgerdichte bewirken. Die zeitaufgelöste

Messung von Lumineszenzpulsen dient als Nachweis für die Ladungsträgermultiplikation. Eine Analyse der Lumineszenzpulse bringt die Leistungsabhängigkeit der am Ende eines Strahlungspulses erreichten Plasmadichte ans Licht. Die leistungsstärksten THz-Strahlungspulse verursachen Strompulse, die vermutlich auf ein Zusammenwirken von Diffusion heißer Ladungsträger und Gittertemperaturgradienten zurückzuführen sind.

Im Anschluß daran werden die Resultate diskutiert (**viertes Kapitel**). Eine Modellrechnung, in der allen Elektronen die gleiche effektive Masse zugeschrieben wird, liefert eine mögliche Frequenzabhängigkeit eines Schwellenfeldes für Stoßionisation. Eine Abschätzung zeigt, dass die Multiphotonionisation bei den Lumineszenzpulsen keine Rolle spielt. Im Anschluss daran, werden die Ergebnisse dieser Arbeit in Zusammenhang mit anderen Arbeiten gestellt.

Nach einem **Ausblick**, wie man die „Transient pulse nonlinear spectroscopy“-Methode zur Untersuchung von weiteren Materialien verwenden könnte, folgt eine **Zusammenfassung** der wichtigsten Aspekte der Arbeit.

In den **Anhang** wurden Kapitel ausgelagert, die für die Lesbarkeit der Arbeit hinderlich gewesen wären, die aber für Personen hilfreich sind, die an manchen, eher technischen, Details interessiert sind. So werden dort langwierige, aber für das Verständnis der Physik dieser Arbeit nicht besonders hilfreiche Berechnungen präsentiert. Unter Anderem findet sich hier auch ein Manuskript, das von Prof. Keldysh erstellt wurde und die Grundlage für die Berechnung der Anwachszeit der Stoßionisationslawinen darstellt.

Diese Arbeit ist ein Resultat mehrerer Kooperationen. Die GaAs-Proben wurden zusammen mit Herrn Dr. habil. Schomburg (ehem. Institut für Angewandte Physik, Universität Regensburg) entworfen und von Herrn Bichler am Walter-Schottky-Institut in München unter der Leitung von Prof. Wegscheider (Institut für Angewandte Physik, Universität Regensburg) mit Hilfe der Molekularstrahlepitaxie hergestellt. Der Ferninfrarotlaser wurde voll funktionsfähig von Prof. Prettl und Prof. Ganichev (Institut für Angewandte Physik, Universität Regensburg) zur Verfügung gestellt. Das dabei vermittelte Know-How ermöglichte eine effiziente Versuchsdurchführung. Die „Transient-pulse nonlinear spectroscopy“-Methode entstand aus Diskussionen mit Prof. Renk. Die Analyse und die Interpretation der Ergebnisse entwickelten sich in Diskussionen mit Prof. Renk und Prof. Keldysh (P. N. Lebedev Physical Institute, Moskau, Russland), der auch wesentlich zu der Berechnung der exponentiellen Anwachszeit der Ionisationslawinen beitrug.

“Der Worte sind genug gewechselt, lasst mich auch endlich *Daten* sehen.”¹

¹Frei nach Goethe, Faust

Kapitel 1

Grundlagen zur Stoßionisation in GaAs

Die Multiplikation von freien, also zum Stromtransport beitragenden, Ladungsträgern in Halbleiterkristallen durch Stoßionisation ist seit etwa einem halben Jahrhundert von großem Interesse in der Forschung. Der Durchbruch von Halbleiterkristallen in starken elektrischen Feldern kann durch Stoßionisation verursacht werden [39] und Bauteile wie die IMPATT-Diode bauen grundlegend darauf auf, Ladungsträger durch Stoßionisation zu injizieren [40, 41]. Verschiedene Theorien wurden entwickelt, die experimentelle Ergebnisse erklären konnten und mit deren Hilfe man sich ein Bild von der Stoßionisation machte. In fast allen Theorien und Experimenten treten statische elektrische Felder auf. Es ist nicht das Ziel dieser Arbeit, die bestehenden Theorien zu erweitern oder zu vereinen, sondern ein Experiment zur Stoßionisation in einem Wechselfeld mit einer Frequenz im THz-Bereich vorzustellen. Dazu werden im Folgenden (Abschnitt 1.1 und 1.2) die für die Arbeit nützlichen Teile der bestehenden Theorien zusammengefasst und in Abschnitt 1.3 auf die Beschreibung von Stoßionisation in gepulsten Wechselfeldern angewendet.

1.1 Interband-Stoßionisationsprozesse

Interband-Stoßionisation ist ein Streuprozess in einem Halbleiter, bei dem ein Ladungsträger ein Elektron-Loch-Paar erzeugt, indem er ein Valenzelektron über die Bandlücke ins Leitungsband anregt [42]. Es gibt sowohl Elektron-initiierte als auch Löcher-initiierte Prozesse. Da in dieser Arbeit n -dotiertes GaAs verwendet wurde, wird exemplarisch ein Elektron-initiiertes Prozess betrachtet, wie er in Abbildung 1.1 dargestellt ist. Ein hochenergetisches Leitungsbandelektron gibt einen großen Teil seiner Energie ab und regt ein Valenzelektron über die Energielücke ins Leitungsband an. Aus einem freien Ladungsträger vor dem Prozess werden drei freie Ladungsträger nach dem Prozess. In den meisten, etwas

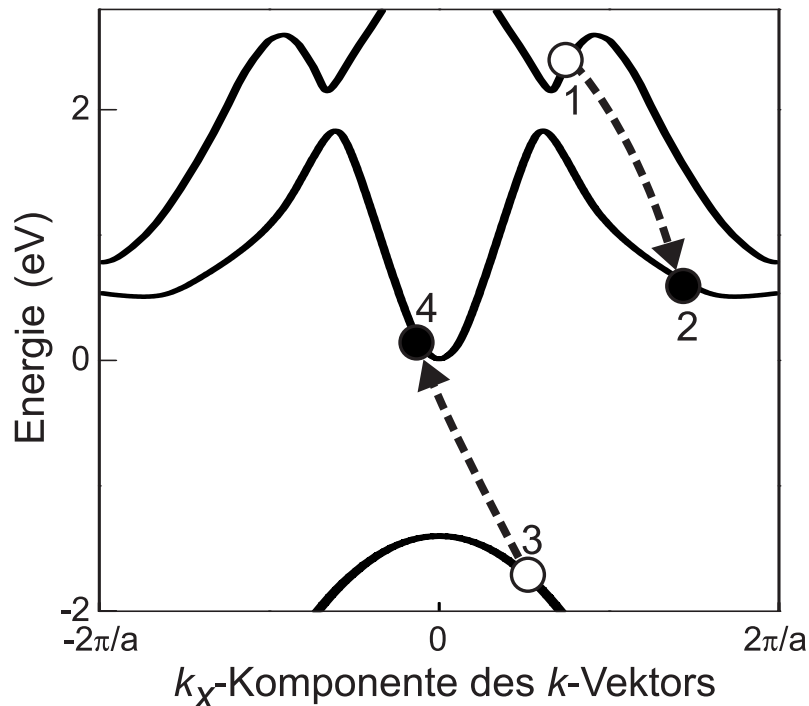


Abbildung 1.1: Skizze eines Stoßionisationsprozesses, der von einem Elektron initiiert wird. Dargestellt sind die zwei niedrigsten Leitungsbänder mit dem höchsten Valenzband entlang der k_x -Richtung zusammen mit den Elektronenzuständen (Zustände vor dem Prozess mit Kreisen, Zustände nach dem Prozess mit Punkten). Ein Leitungsbändelektron mit viel Energie (Zustand 1) regt unter Energieabgabe (Zustand 2) ein Valenzbändelektron (Zustand 3) ins Leitungsband an (Zustand 4).

stärker vereinfachenden, Theorien betrachtet man einen Streuprozess, an dem genau zwei Ladungsträger und keine Phononen teilnehmen und bei dem sowohl die Gesamtenergie als auch der gesamte k -Vektor erhalten bleiben; der k -Vektor eines Elektrons charakterisiert den Zustand den ein Elektron innerhalb eines Energiebandes einnimmt (siehe Abschnitt 1.2.1). Mit semiklassischen Argumenten lässt sich dann eine Schwellenenergie E_I herleiten, die ein Elektron mindestens haben muss, um Stoßionisation zu initiieren. Oberhalb dieser Schwellenenergie kann man mit der Ionisationsrate $r_I(E)$ beschreiben, wie viele Stoßionisationsprozesse ein Elektron mit einer Energie E im Mittel auslöst. Dabei mittelt man über alle Elektronenzustände mit einer Energie E . Die Ionisationsrate ist umso höher, je mehr Endzustände mit den Stoßionisationsbedingungen vereinbar sind. Unter der vereinfachenden Annahme, dass sowohl das Leitungs- als auch das Valenzband

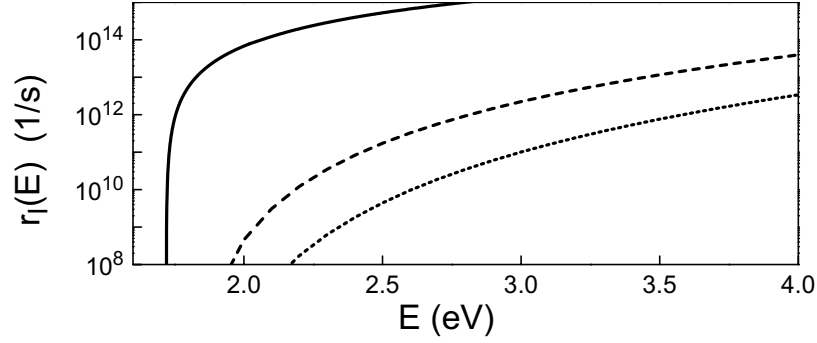


Abbildung 1.2: Ionisationsraten $r_I(E)$ im Vergleich. Die ursprüngliche Keldysh-Formel (Ref. [53], durchgezogene Linie) zeigt ein sehr hartes Schwellwertverhalten, während die Berücksichtigung der gesamten Bandstruktur sowohl mit einer empirischen Pseudopotential-Methode (Ref. [49], gestrichelte Linie) als auch mit einer Dichtefunktionaltheorie (Ref. [50], gepunktete Linie) ein weiches Schwellwertverhalten ergibt.

eine konstante effektive Elektronenmasse m^* aufweisen (siehe Abschnitt 1.2.1), hat Keldysh eine Rate der Form

$$r_I(E) = c_K \left(\frac{E - E_I}{E_I} \right)^2 \quad (1.1)$$

hergeleitet [43, 44]. Dabei ist $c_K = c_{K0} \tau(E_I)^{-1}$ eine Konstante, die die Streurrate $\tau(E_I)^{-1}$ für Elektron-Phonon-Streuung bei E_I enthält (siehe Abschnitt 1.2.2) und eine dimensionslose Konstante c_{K0} , die meist als Anpassungsparameter verwendet wird. Die Bandstruktur von GaAs lässt sich keineswegs mit einem konstanten m^* beschreiben, wie schon die Dispersionskurven in Abbildung 1.1 zeigen, die mit einer empirischen Pseudopotential-Methode [45] berechnet wurden. Daher wurden viele Anstrengungen unternommen, um $r_I(E)$ unter Berücksichtigung der komplexen Bandstruktur präziser zu beschreiben [46, 47, 48, 49, 50]. Während Shichijo *et al.* [46] noch eine für verschiedene Richtungen des k -Raums isotrope Ionisationsrate berechneten, konnte später die experimentell gefundene anisotrope Ionisationsrate [51, 52] mit Rechnungen [47, 48] nachvollzogen werden. Im Zuge dieser Abhandlungen zeigte sich auch, dass das Konzept der Schwellenenergie mit Vorsicht zu genießen ist. In Abbildung 1.2 sind Ionisationsraten dargestellt, die mit verschiedenen Konzepten berechnet wurden. Die ursprüngliche Keldysh-Formel, die für isotrope parabelförmige Energiebänder hergeleitet wurde, zeigt ein sehr hartes Schwellwertverhalten (durchgezogene Linie), das heißt, dass $r_I(E)$ für $E \gtrsim E_I$ stark ansteigt. Aus Rechnungen, die auf die gesamte Bandstruktur zurückgreifen, folgt ein wesentlich langsamerer Anstieg von $r_I(E)$ (gestrichelte

und punktierte Linie). Manche Autoren berücksichtigen auch, dass es Stoßionisationsprozesse gibt, an denen Phononen beteiligt sind, dass hohe Streuraten zu einer Verbreiterung der Elektronenzustände führen und dass hohe Feldstärken ($> 0,5 \text{ MV/cm}$) auf den Prozess selbst einen Einfluss haben [54, 49]. Diese Effekte weichen die Ionisationsschwelle noch zusätzlich auf. Ein Vorteil der Berücksichtigung der gesamten Bandstruktur ist es, dass man Aussagen treffen kann, von wo nach wohin Stoßionisationsprozesse erfolgen. So zeigt zum Beispiel die Arbeit von Picozzi *et al.* (Ref. [50]), dass bis zu einer Energie des initiierenden Elektrons von etwa 2,7 eV überwiegend Endzustände im Γ -Tal auftreten.

Eine weitere wichtige Größe im Zusammenhang mit der Stoßionisation ist der Ionisationskoeffizient $\alpha(F)$ in einem elektrischen Feld mit der Feldstärke F . Im Gegensatz zur Ionisationsrate r_I , die ja für ein Elektron mit einer gewissen Energie gilt, ist α eine Größe, die ein ganzes Ensemble von Elektronen beschreibt, das sich in einem Kristallbereich befindet, in dem die Feldstärke F vorliegt. Um α angeben zu können, muss man wissen, wie die Elektronenverteilung im Energie-raum aussieht. Diese hängt von den elektronischen Transporteigenschaften des Halbleiters ab. Der Transport in GaAs wird in Abschnitt 1.2 noch genauer beschrieben. Als um 1960 die ersten Theorien zur Feldabhängigkeit von α entwickelt wurden, war die Bandstruktur von GaAs nur sehr rudimentär bekannt, deshalb musste man sich auf entscheidende Teilaspekte konzentrieren. Shockley nahm an, dass Stoßionisation hauptsächlich von so genannten „lucky electrons“ verursacht wird [55, 56]; das sind Elektronen, die innerhalb eines freien Weges E_I erreichen, weil sie bei der Beschleunigung im Feld zufällig lange genug nicht gestreut wurden. Er berechnete, dass $\alpha \propto \exp(-b/F)$ ist, wobei b eine positive Konstante ist. Wolff löste die Boltzmann-Gleichung unter Berücksichtigung von Elektron-Phonon-Streuung und Ionisationsprozessen für eine parabelförmige Dispersion und folgte eine Abhängigkeit $\alpha \propto \exp(-c/F^2)$, c ist eine positive Konstante. Baraff erweiterte die Theorien auf eine richtungsabhängige Elektronenverteilung [57, 58] und zeigte mit numerischen Methoden, dass die Abhängigkeiten nach Shockley bzw. Wolff gute Näherungen der Ionisationsrate für kleine bzw. große Feldstärken darstellen. Zum gleichen Ergebnis gelangte Keldysh [44] kurze Zeit später auf analytischem Wege. Die ersten Experimente zu solch einem lawinenartigen Durchbruch von GaAs-Kristallen wurden 1962 an p - n -Übergängen in Sperrrichtung durchgeführt [35]. Die Feldabhängigkeit der Ionisationsrate war konsistent mit der Theorie von Wolff.

1.2 Transport in GaAs

Die elektrischen Transporteigenschaften eines Halbleiters ergeben sich aus dem Zusammenspiel von der Beschleunigung der Elektronen im elektrischen Feld¹ und

¹Da die magnetischen Feldstärken, die bei den Experimenten zu dieser Arbeit auftraten, keinen bemerkbaren Einfluss hatten, wird angenommen, dass die magnetische Feldstärke $B = 0$

den verschiedenen Streumechanismen, die im Mittel für eine Energielaxation sorgen.

1.2.1 Semiklassische Elektronendynamik

Für die Beschreibung der Beschleunigung bietet sich die semiklassische Theorie an [59]. Ein Elektron wird beschrieben als Wellenpaket, bestehend aus Blochwellen. Die Blochwellen $\psi_{n,\vec{k}}(\vec{r})$ sind Eigenzustände der Schrödingergleichung

$$H\psi_{n,\vec{k}} = \left(-\frac{\hbar^2}{2m_0} \nabla^2 + U_K(\vec{r}) \right) \psi_{n,\vec{k}} = E_n(\vec{k}) \psi_{n,\vec{k}}. \quad (1.2)$$

Dabei ist \hbar das Plancksche Wirkungsquantum, m_0 die Ruhemasse eines freien Elektrons, \vec{r} ein Ortsvektor, $U_K(\vec{r})$ das periodische Potential des idealen Kristalls und $E_n(\vec{k})$ der Energieeigenwert eines Zustandes im Energieband n , der charakterisiert wird durch den Elektronwellenvektor \vec{k} . Dabei muss \vec{k} ein Element der Menge aller reziproken Gittervektoren sein. Um die Auswirkungen eines externen elektrischen Feldes auf das Wellenpaket zu beschreiben, konzentriert man sich auf dessen zentralen Wellenvektor und benützt die Blochsche Bewegungsgleichung

$$\hbar \frac{d\vec{k}}{dt} = -eF, \quad (1.3)$$

wobei t die Zeit angibt und e die Elementarladung ist [60]. Die Bewegung des Elektrons im Ortsraum ist gegeben durch

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E(\vec{k})}{\partial \vec{k}} \quad (1.4)$$

und bedarf der Kenntnis der Energiedispersion $E_n(\vec{k})$. Verschiedene Methoden wurden entwickelt um $E_n(\vec{k})$ zu berechnen; einen Überblick findet man in Ref. [61]. Häufig wird eine empirische Pseudopotentialmethode benutzt, die 1966 von Cohen *et al.* eingeführt wurde [62] und auf der auch die in Abbildung 1.1 gezeichneten Kurven basieren. Mit Hilfe der $E_n(\vec{k})$ -Kurven kann man auch die Zustandsdichte $g(E)$ angeben, die definiert ist als die Zahl der erlaubten Zustände pro Energieeinheit und pro Volumeneinheit [59]. Integriert man, für einen Kristall bestehend N Atomen im Volumen V , die Zustandsdichte eines Energiebandes i von der niedrigsten Energie E_n bis zur höchsten Energie E_h , so erhält man

$$\int_{E_n}^{E_h} g_i(E) dE = \frac{2N}{V}, \quad (1.5)$$

ist.

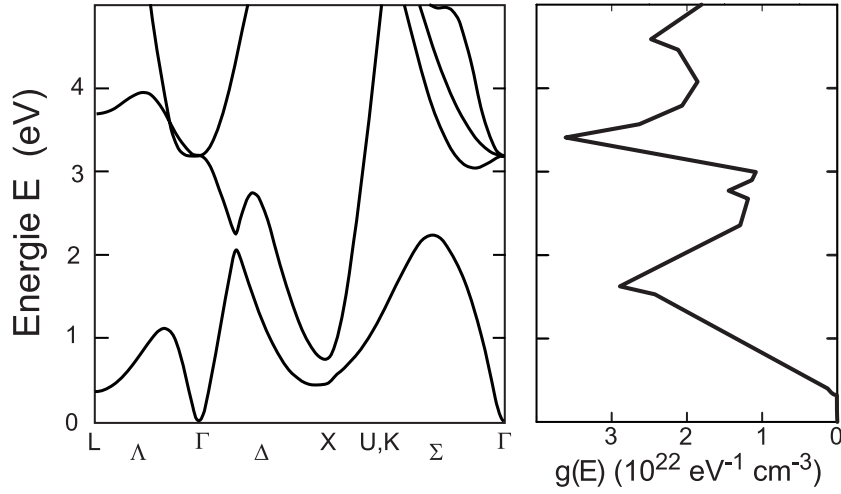


Abbildung 1.3: Energiedispersion (links, Ref. [45]) und Zustandsdichte (rechts, Ref. [53]) des Leitungsbandes von GaAs.

zwei Zustände (Elektronenspin Up und Down) pro Atom und Volumeneinheit [63]. Sehr nützlich ist das Konzept der effektiven Masse m^* eines Elektrons, die ein Tensor ist, der definiert wird durch

$$[m_{ij}^*] = \hbar^2 \left[\frac{\partial^2 E(\vec{k})}{\partial k_i \partial k_j} \right]^{-1}. \quad (1.6)$$

In der Nähe von Bandminima lassen sich Valenzenergiebänder manchmal gut durch ein sphärisches, parabolisches Band nähern. In solchen Fällen wird aus dem effektiven Massentensor eine konstante skalare effektive Masse. Den Faktor $\frac{m_0}{m^*}$ kann man sich veranschaulichen, als den Faktor, um den ein Elektron im Halbleiter leichter ($m^* < m_0$) vom Feld beschleunigt wird als ein freies Elektron. Die effektive Masse m^* ist zu unterscheiden von der (energieabhängigen, skalaren) effektiven Masse der Zustandsdichte m_g , mit der $g(E)$ parametrisiert werden kann in der Form

$$g(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left[\frac{2m_g(E)}{\hbar^2} \right]^{3/2} (E - E_c)^{1/2}, \quad (1.7)$$

wobei E_c eine Konstante ist [63]. In der weiter unten beschriebenen Theorie zur Stoßionisation (Abschnitt 1.3.1) wird mit einem sphärischen, parabolischen Band gearbeitet, dessen m_g konstant ist und sich von m^* unterscheidet.

Um diesen Abschnitt etwas anschaulicher zu machen, sind in Abbildung 1.3 Dispersionskurven von GaAs entlang Richtungen hoher Symmetrie im k -Raum (links, Ref. [45]) zusammen mit $g(E)$ (rechts, Ref. [53]) dargestellt. Die starke Krümmung der Dispersionskurven des ersten Leitungsbandes, das in der Σ -Richtung bis knapp über 2 eV reicht, bedeutet in der Nähe des Γ -Punktes eine

kleine effektive Masse ($m^* = 0.063m_0$). Im L -Tal, dessen Minimum E_L bei etwa 0,35 eV liegt, und im X -Tal, dessen Minimum E_X bei etwa 0,48 eV liegt, sind die effektiven Massen deutlich höher. In verschiedenen Arbeiten werden für E_I verschiedene Werte zwischen 1,8 und 2,1 eV angesetzt, in jedem Fall liegt E_I im obersten Bereich des ersten Leitungsbandes und deutlich höher als das Minimum des zweiten Leitungsbandes E_{X2} (~ 0.8 eV). Die Zustandsdichte ist unterhalb von E_L vernachlässigbar gering im Vergleich zu $g(E_I)$. Ab E_L steigt $g(E)$ mit der Energie stark an und zeigt dann mehrere Maxima und Minima. Die Zustandsdichte beim ersten Maximum ($\sim 3 \times 10^{22}$ eV $^{-1}$ cm $^{-3}$) entspricht in etwa einem Zustand/(eV·Atom).

Da bei den Experimenten zu dieser Arbeit extrem hohe Feldstärken (mehrere 100 kV/cm) auftraten, erschien es sinnvoll zu prüfen, ob die semiklassische Theorie noch gerechtfertigt ist. Der Argumentation in Ref. [59] folgend, muss dazu gelten, dass

$$eFa \ll \frac{E_{gap}(\vec{k})^2}{E_F}. \quad (1.8)$$

In dieser Ungleichung ist a die Dicke einer Monolage GaAs in der Richtung des Feldes, E_{gap} der Energieunterschied zwischen $E_n(\vec{k})$ und dem nächsten $E_{n'}(\vec{k})$ in einem anderen Band n' und E_F von der Größenordnung 1 eV. Am Γ -Punkt ist die Bedingung 1.8 selbst für $F = 500$ kV/cm mit einem Faktor größer als 10^2 übererfüllt. Die Verwendung der Semiklassik zur Beschreibung der Elektronendynamik *zwischen* Streuprozessen scheint gerechtfertigt.

1.2.2 Streuprozesse

Der vorausgegangene Abschnitt 1.2.1 zeigte, wie man die Elektronendynamik in einem idealen Kristall mit perfekt periodischer Anordnung der Atome beschreiben kann. Jede Abweichung von dieser Periodizität führt zu Störungen der oben beschriebenen Elektronenbewegung in Form von Streuprozessen, d.h. sprunghaften Änderungen des k -Vektors eines Elektrons. Diese Abweichungen können statisch sein (Versatzstellen, Verunreinigungen oder Dotieratome), durch Gitterschwingungen (Phononen) verursacht werden oder von der Elektron-Elektron-Wechselwirkung kommen. Die einzelnen Streumechanismen sind detailliert in den Ref. [41] und [61] beschrieben. Hier soll plausibel gemacht werden, welche Streumechanismen bei Zimmertemperatur und hohen Feldstärken dominieren. Abbildung 1.4 zeigt den Einfluss verschiedener Streumechanismen auf die Hallbeweglichkeit von n -GaAs. Die Hallbeweglichkeit wird bei sehr geringen Feldstärken gemessen, so dass sich alle Elektronen in der Nähe des Minimums im Γ -Tal befinden. Damit ist die Hallmobilität $\propto \tau_i$, wobei τ_i die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen des Streuprozesses i ist. Die Kurven zeigen, dass im Γ -Tal die Streuung an polar-optischen Phononen der entscheidende Streuprozess ist. Das dazugehörige τ_{po} liegt laut theoretischen Arbeiten [65, 53] bei etwa 150 fs. Für die polar-optische

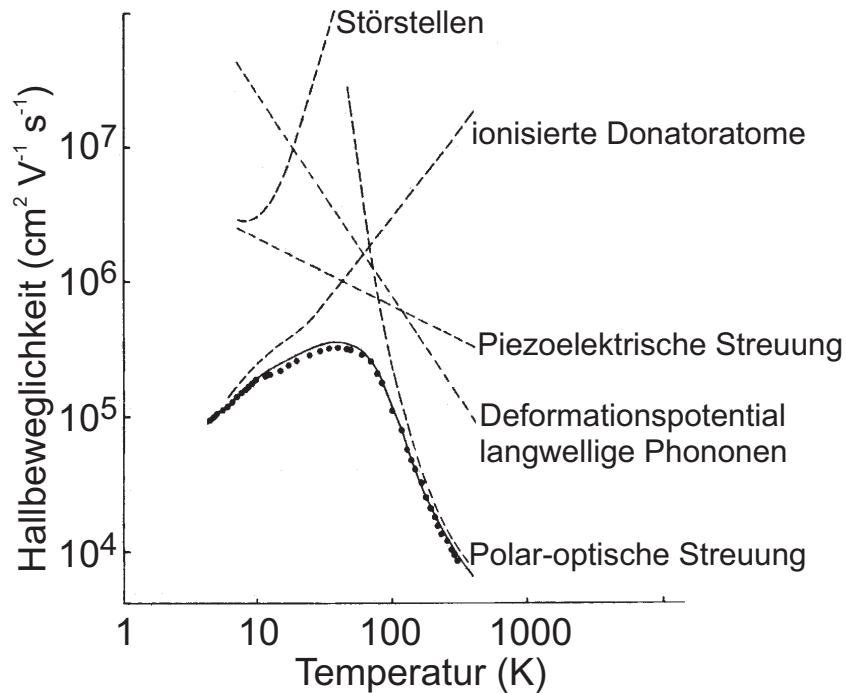


Abbildung 1.4: Die Hallmobilität von n -GaAs, entnommen aus [64]: Theorie (durchgezogene Linie) und Experiment (Punkte) und die Zusammensetzung aus verschiedenen Streumechanismen (gestrichelte Linien).

Streuung in den X - und L -Tälern wurde berechnet, dass τ_{po} etwa 100-200 fs ist [66].

Die Elektron-Elektron-Streuung beeinflusst die Mobilität nur, wenn sie durch Streuung an ionisierten Donatoratomen limitiert ist [41]. Da dies bei Zimmertemperatur nicht der Fall ist, kann man Elektron-Elektron-Streuung vernachlässigen. Dies wird auch durch eine theoretische Untersuchung von Sanborn bestätigt [67].

Wenn Elektronen im Γ -Tal durch die Beschleunigung im Feld Energien von mehr als E_L erreichen, setzt zusätzlich zu den in Abbildung 1.4 genannten Streuprozessen noch die Intervalley-Deformationspotential-Streuung ein. Das ist ein Streuprozess an kurzwelligen Zonenrandphononen, bei dem Elektronen von einem Tal in ein anderes wechseln². Nach Fermis Goldener Regel ist die Rate eines Streuprozesses der Anzahl der möglichen Endzustände proportional. Daher erscheint es plausibel, dass Intervalley-Streuprozesse, die ja Endzustände in mehreren Tälern, noch dazu mit großer effektiver Masse haben können, eine hohe Streurrate auf-

²Dieser Streuprozess kann mit allen vier Phononenarten (also mit longitudinal-optischen, transversal-optischen, longitudinal-akustischen und transversal-akustischen Phononen) erfolgen. Da diese Unterscheidung für die vorliegende Arbeit nicht von Bedeutung sind, werden die vier Prozesse zu einem zusammengefasst.

weisen. Experimentelle Untersuchungen deuten an, dass die Intervalley-Streurate τ_{iv}^{-1} für Streuung vom Γ - ins L -Tal durch ein τ_{iv} von einigen 10 fs gekennzeichnet ist [68]. Dies ist konsistent mit theoretischen Arbeiten [53, 69], die zwischen E_L und E_X ebenfalls ein τ_{iv} von einigen 10 fs bestimmen. Im Bereich $1 \text{ eV} < E < 5 \text{ eV}$ folgt τ_{iv} im Wesentlichen $g(E)$ und pendelt um einen Wert von etwa 5 fs [53].

Fasst man diesen Abschnitt zusammen, kann man sagen, dass bei Feldstärken, die für Stoßionisation erforderlich sind, kaum noch Elektronen im Γ -Tal sitzen. Der Großteil der Elektronen verteilt sich auf Zustände in L - und X -Tälern im ersten und zweiten Leitungsband und auf Zustände, die bei noch höheren Energien liegen, so dass eine Zuordnung zu einem Tal keinen Sinn mehr macht. Fischetti *et al.* haben bei Transport-Simulationen mit einer Monte-Carlo-Methode berechnet, dass bei einer Feldstärke von 100 kV/cm nur noch etwa 5% der Elektronen Zuständen im Γ -Tal zugeordnet werden können [70]. Bei noch höheren Feldstärken, wie sie in dieser Arbeit vorkommen, werden es noch weniger sein. Für die nachfolgenden Berechnungen zu Ionisationseffekten wird das Γ -Tal vernachlässigt. Im interessanten Energiebereich hat die Intervalley-Deformationspotential-Streuung mit Abstand die höchste Streurrate. Alle anderen Streuprozesse werden vernachlässigt. Für die Intervalley-Streuung wird ein gemittelter Energieübertrag von E_{iv} (25 meV, Ref. [53]) angesetzt.

1.3 Stoßionisationslawinen

In diesem Abschnitt sollen die bisher zusammengefassten Grundlagen auf die Ausbildung von Stoßionisationslawinen in gepulsten THz-Feldern angewandt werden. In der theoretischen Beschreibung werden lokalen Größen in Abhängigkeit vom lokal vorhandenen Feld berechnet. Mit diesen lokalen Größen kann man dann die Physik in einem Raumbereich gut beschreiben, wenn in diesem Raumbereich ein annähernd homogenes Feld vorliegt. Bei hohen Feldstärken können Feldverteilungen in GaAs inhomogen werden und entweder Domänen [36, 71] oder Filamente [72, 73] bilden. Wie die nächsten beiden Absätze erläutert, war bei den experimentellen Bedingungen dieser Arbeit beides nicht zu erwarten.

Grundlage der Domänenbildung ist ein negativer differentieller Leitwert [74]. Die Ausbildung von Domänen wurde im Zusammenhang mit Gunn-Oszillatoren, in denen sie zu hochfrequenten Stromoszillationen führen [75, 76], intensiv untersucht. Im Unterschied zu elektrischen Feldern mit Frequenzen bis maximal in den GHz-Bereich, zeigt GaAs unter dem Einfluss von elektrischen Feldern mit THz-Frequenzen keine negative differentielle Leitfähigkeit. Das liegt daran, dass die Driftgeschwindigkeit eines Elektronenensembles mit einer durch Streuprozesse bedingten Verzögerung auf Feldveränderungen reagiert. Es wurde abgeschätzt, dass die obere Grenzfrequenz für die Ausbildung einer negativen differentiellen Leitfähigkeit in GaAs etwa 150 GHz sei [40]. Tatsächlich kommen auch modernste GaAs-Gunn-Bauteile nicht über diese Frequenz hinaus [3]. Ohne eine negative

differentielle Leitfähigkeit bleiben homogene Feldverteilungen stabil.

Stromfilamente sind Pfade entlang der Stromrichtung mit hoher Leitfähigkeit, die in den Richtungen senkrecht zum Stromfluss begrenzt sind durch Bereiche mit niedriger Leitfähigkeit. Stromfilamente entstehen in der Nähe eines bistabilen Punktes einer S-förmigen Kennlinie [77]. Für den Interband-Stoßionisationsdurchbruch wurde eine S-förmige Kennlinie berechnet [78]. Eine Simulation zur Filamentbildung durch Interband-Stoßionisation in n -GaAs zeigt, dass für laterale Dimensionen von etwa $1\ \mu\text{m}$ ein Filament den ganzen Kristall ausfüllt [79]. Die in dieser Arbeit verwendeten Kristalle hatten einen Durchmesser von $\sim 1\ \mu\text{m}$. Ein Aufbrechen des homogenen Feldes in unterschiedliche Filamentbereiche ist also nicht zu erwarten.

1.3.1 Zeitliche Entwicklung

Typisch für Stoßionisationslawinen ist die zeitlich exponentiell anwachsende Zahl der Ladungsträger im Kristallbereich mit hohem Feld. Nach dem ersten Ionisationsprozess sind aus einem Elektron zwei geworden. Aus zwei Elektronen werden vier, aus vier acht, \dots . Wenn ein Elektron im Mittel nach einer Zeit τ_2 einen Ionisationsprozess initiiert, entwickelt sich die Elektronendichte n_e mit der Zeit entsprechend der Formel

$$n_e(t) = n_{e0} 2^{t/\tau_2} = n_{e0} \exp\left(\frac{t}{\tau_L}\right), \quad (1.9)$$

wobei n_{e0} die Elektronendichte zur Zeit $t = 0$ ist, und $\tau_L = \tau_2 \ln(2)$ die Lawinenanwuchszeit. Für die Beschreibung der zeitlichen Entwicklung von Ionisationslawinen wird ein gepulstes Wechselfeld der Form

$$F(t) = F_A(t) \sin(\omega t) \quad (1.10)$$

angesetzt, mit einer rechteckigen Pulsform für die Amplitude $F_A(t)$, d.h. $F_A(t) = 0$ für alle $t < 0$ und $t > t_P$ und $F_A(t) = F_{A0}$ für alle $0 < t < t_P$. Die Pulsdauer $t_P \sim 1\ \text{ns}$ wird ebenso wie die Kreisfrequenz $\omega \sim 2\pi\ \text{THz}$ vom Lasersystem (siehe Abschnitt 2.1) bestimmt. Aufgrund der hohen Streurrate τ_{iv}^{-1} kann man davon ausgehen, dass sich kurz nach dem Einsetzen des Pulses ($t \sim 1\ \text{ps}$) eine neue Verteilung der Elektronen in Energieraum eingestellt hat. Für die Restdauer des Pulses wird die Verteilung zwar durch die Schwankungen des THz-Feldes moduliert, sie wird sich aber nicht mehr wesentlich ändern, da die Energierelaxationszeiten für Energien $E \lesssim E_I$ bei etwa $1\ \text{ps}$ liegen. Daraus lässt sich ein modulierte, aber um einen gleich bleibenden Wert schwankendes $\tau_L(t)$ folgern. Im Folgenden wird davon ausgegangen, dass die Elektronenverteilung stationär ist und nur von F_e , dem Effektivwert der Amplitude abhängt. Damit wird ein τ_L berechnet, das in etwa dem zeitlichen Mittelwert von $\tau_L(t)$ entspricht. Für die Berechnung von τ_L wird auf eine Theorie zurückgegriffen, die von Keldysh in

Ref. [43] entwickelt worden ist und auf die im weiteren Verlauf dieser Arbeit mit „Keldysh-Theorie“ bezug genommen wird. Im Rest dieses Abschnitts werden die Eckpunkte dieser Theorie dargestellt.

Alle Elektronen werden einem isotropen, parabolischen Band zugeordnet, für das $m_g(E) = m_g = 1,8 m_0$ gilt. Dabei wurde m_g so gewählt, dass $g(1 \text{ eV})$ der in Ref. [53] angegebenen Zustandsdichte entspricht. Die stationäre Energieverteilung der Elektronen wird bestimmt durch Energiegewinn der Elektronen auf Grund der Freie-Ladungsträger-Absorption und durch Energieverlust auf Grund von Phononenemission. Zusätzlich wirken sowohl die Feld- als auch die Phononengetriebene Diffusion im Energieraum und führen zu einer Verbreiterung der Elektronenverteilung. Die stationäre Elektronenverteilung hat einen konstanten Strom J entlang der Energieachse zur Folge, der Elektronen über E_I hinaus treibt³. Unter der Annahme, dass alle Elektronen, die E_I erreichen, einen Stoßionisationsprozess ausführen, gilt $\tau_L = j^{-1}$, wobei $j = J/N_e$ der Teilchenstrom pro Elektron und N_e die Anzahl aller Elektronen ist. Es gilt

$$J = -D(E) \frac{\partial n(E)}{\partial E} + \left(D(E) \frac{g'(E)}{g(E)} - R(E) \right) n(E). \quad (1.11)$$

Hierin bezeichnet $g'(E)$ die Ableitung von $g(E)$ nach E . Die Heizrate $R(E) = R_{FLA}(E) - R_V(E)$ besteht aus der Heizrate für die Freie-Ladungsträger-Absorption $R_{FLA}(E) = \frac{1}{3} \sigma_e F_e^2$ und der Verlustrate durch Phononenabgabe $R_V = E_{iv}/\tau_{iv}$. Die Leitfähigkeit pro Elektron ist gegeben durch

$$\sigma_e = \frac{e^2 \tau_{iv}}{m^*} \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_{iv}^2}, \quad (1.12)$$

mit einer noch zu bestimmenden mittleren effektiven Elektronenmasse m^* , die den mittleren Energiegewinn aller Elektronen im Bereich $E_L < E < E_I$ bei Beschleunigung im Feld angibt. Die Streurrate τ_{iv}^{-1} ist proportional zu $g(E)$ und so normalisiert, dass sich bei $E = 1 \text{ eV}$ die gleiche Rate ergibt wie sie in Ref. [53] berechnet wurde. Der Diffusionsterm $D(E) = D_F(E) + D_{ph}(E)$ setzt sich zusammen aus dem Term für die Feld-getriebene Diffusion, $D_F(E) = \frac{2}{3} \sigma_e F_e^2 E$, und der Phononen-getriebenen Diffusion, $D_{ph}(E) = E_{iv}^2 / (2\tau_{iv})$. Die Gleichung 1.11 kann nun selbstkonsistent gelöst werden. Nach Ref. [43] gilt

$$\begin{aligned} \tau_L = & \exp[\phi(E_I)] \int_0^{E_I} \left(\frac{\exp[\Phi(E) - \Phi(E_I)]}{D(E)g(E)} \int_0^E \exp[-\Phi(E')] g(E') dE' \right. \\ & \left. + \frac{\gamma g(E)}{R(E_I)g(E_I)c_\gamma} \exp[-\Phi(E)] \right) dE. \end{aligned} \quad (1.13)$$

³Dieser Strom J ist auch vorhanden, wenn kein Feld vorliegt. Allerdings ist J dann so klein, dass man bis ans (zeitliche) Ende des Universums warten muss, dass ein Ionisationsprozess passiert.

Dabei wurden die Abkürzungen

$$\Phi(E) = \int_0^E \frac{R(E)}{D(E)} dE, \quad (1.14)$$

$$\gamma = \left[r_I \left(E_I + \frac{D(E_I)}{R(E_I)} \right) \frac{D(E_I)}{R(E_I)^2} \right]^{-1/4} \quad (1.15)$$

und

$$c_\gamma = 2 \frac{\Gamma(\gamma^2/16 + 3/4)}{\Gamma(\gamma^2/16 + 1/4)} - \frac{\gamma}{2} \quad (1.16)$$

verwendet, wobei Γ die Gamma-Funktion ist und $r_I(E) = 10^{12}(E - E_I)^5 \text{ eV}^{-1}\text{s}^{-1}$ gesetzt wurde, wie es in Ref. [49] berechnet wurde. Eine genauere Herleitung der Gleichung 1.13 ist im Anhang B beschrieben.

Abbildung 1.5 zeigt Werte von α für verschiedene F_e , berechnet mit der Keldysh-Theorie (Kreuze), wobei für die Kreisfrequenz des treibenden THz-Feldes $\omega = 2\pi \cdot 3,3 \text{ THz}$ angenommen wurde. Genau genommen ist eigentlich $1/(\tau_L v_s)$ aufgetragen, wobei v_s ($\sim 6 \times 10^6 \text{ cm/s}$) die Sättigungsdriftgeschwindigkeit für GaAs für Feldstärken $F > 50 \text{ kV/cm}$ ist (Ref. [53]) und τ_L mit Gleichung 1.13 berechnet wurde. In einem Wechselfeld werden die Ladungsträger mal in die eine, mal in die andere Richtung beschleunigt. Bei einem Wechselfeld mit THz-Frequenz ist das Produkt aus v_s und der halben Periodendauer des Wechselfeldes kleiner als die Länge der Hochfeldbereiche ($\sim 1 \mu\text{m}$). Die Elektronen driften nicht aus dem Hochfeldbereich heraus. Die Ladungsträgerdichte wächst mit der Zeit. Die Entwicklung wird charakterisiert durch die Ionisationsrate r_I mit der Einheit s^{-1} . In einem statischen Feld driften die Elektronen mit der Sättigungsdriftgeschwindigkeit. Die Ladungsträgerdichte wächst mit dem Ort (Ionisationskoeffizient α in cm^{-1}). Das Umrechnen von τ_L auf $1/(\tau_L v_s)$ trägt dem Unterschied zwischen Ionisation im Wechselfeld und Ionisation im statischen Feld Rechnung. Für die Berechnung von τ_L wurde $m^* = 0,6 m_0$ gesetzt. Eine genaue Beschreibung des MathCad-Programms zu Berechnung von $\tau_L(F_e)$ findet sich in Anhang C. Bei einer Erhöhung von F_e von 160 kV/cm auf knapp 500 kV/cm steigt α um etwa 8 Größenordnungen an. Zur Analyse der Abhängigkeit wurden zwei Fit-Kurven eingezeichnet. Die durchgezogene Linie in Abbildung 1.5 stammt von der Funktion $f_1(F_e) = c_{1,1} \exp(c_{1,2}/F_e) v_s$ mit $c_{1,1} = 3 \times 10^7 \text{ ns}^{-1}$ und $c_{1,2} = -4500 \text{ kV/cm}$. Die gestrichelte Linie stammt von der Funktion $f_2(F_e) = c_{2,1} \exp(c_{2,2}/F_e^2) v_s$ mit $c_{2,1} = 2,2 \times 10^4 \text{ ns}^{-1}$ und $c_{2,2} = -7 \times 10^5 (\text{kV/cm})^2$. Im Bereich $F_e < 350 \text{ kV/cm}$ lässt sich α gut mit f_1 beschreiben. Im Bereich $F_e > 300 \text{ kV/cm}$ lässt sich α gut mit f_2 beschreiben. Das Fit-Verhalten von α spiegelt den Übergang von einer Ionisation passend zur Shockley-Theorie zu einer Ionisation passend zur Wolff-Theorie wieder (siehe Ende Abschnitt 1.1). Die benutzte Keldysh-Theorie ist konsistent mit einer Berechnung von α mit einer Monte-Carlo-Methode, welche die komplette Bandstruktur von GaAs berücksichtigt (Punkte, Ref. [47]).

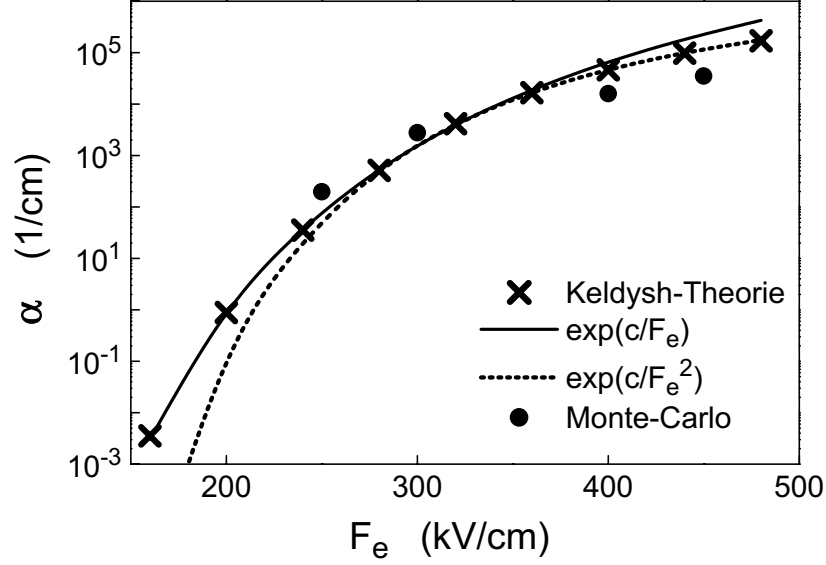


Abbildung 1.5: $\alpha(F_e)$ für eine Laserfrequenz von 3,3 THz: Die Kreuze zeigen Werte, berechnet mit der Keldysh-Theorie. Bei niedrigeren Feldstärken ergibt sich eine Kurve vom Typ $\exp(c/F_e)$, bei höheren Feldstärken vom Typ $\exp(c/F_e^2)$. Die Punkte zeigen Werte, berechnet mit einer Monte-Carlo-Methode unter Berücksichtigung einer empirischen Pseudopotential-Bandstruktur (Ref. [47]).

Die Monte-Carlo-Werte sind Ionisationskoeffizienten in einem statischen Feld F , die hier verglichen werden mit Ionisationskoeffizienten in einem Wechselfeld mit der effektiven Feldstärke F_e , also mit der Amplitude $\sqrt{2}F_e$. Die im nächsten Abschnitt 1.3.2 besprochene Frequenzabhängigkeit von α zeigt jedoch, dass der Vergleich durchaus sinnvoll ist.

1.3.2 Frequenzabhängigkeit

In Abbildung 1.6 wird die Frequenzabhängigkeit von α , also von $1/(\tau_L v_s)$, für $F_e = 300$ kV/cm gezeigt. Die Frequenzabhängigkeit von α wird bestimmt durch σ_e , die einzige Größe in Gleichung 1.13, die von ω abhängt. Die Heizrate R_{FLA} ist proportional zu σ_e und damit $\propto (1 + \omega^2 \tau_{iv}^2)^{-1}$. Wenn $\omega \tau_{iv} > 1$ ist, dann nimmt die pro Elektron aus dem Feld aufgenommene Leistung ab, wenn ω zunimmt. Da $\tau_{iv} \sim 10$ fs ist, macht sich dies ab einer Strahlungsfrequenz von etwa 10 THz bemerkbar. Die Abnahme von α ist um mehrere Größenordnungen stärker als die Abnahme von R_{FLA} .

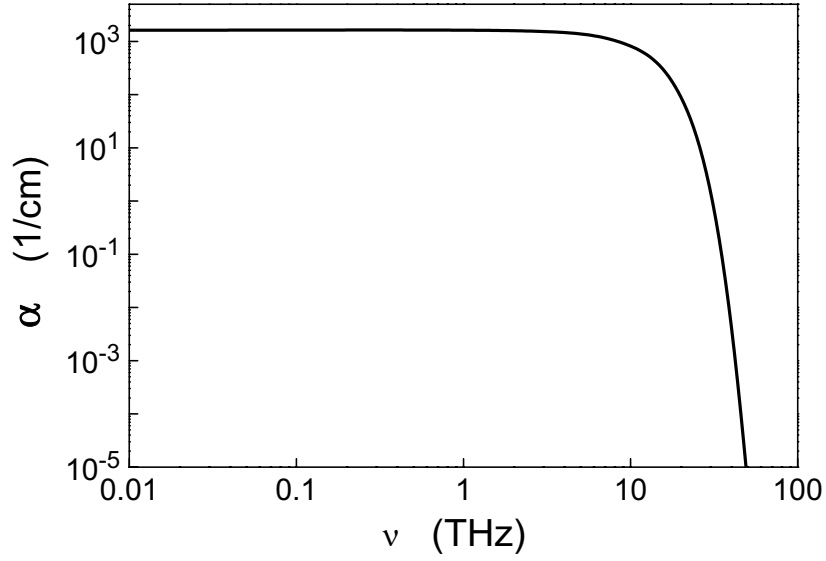


Abbildung 1.6: Die Frequenzabhängigkeit von $\alpha(F_e)$ für $F_e = 300$ kV/cm. Solange $\omega\tau_{iv} \ll 1$, bleibt α konstant. Bei Frequenzen größer als 10 THz nimmt α ab.

1.3.3 Leistungsabhängigkeit

Neben der zeitlichen Entwicklung der Ladungsträgerdichte innerhalb eines Strahlungspulses ist aber auch interessant, wie die Ladungsträgerdichte n_{nP} , die nach einem Puls vorhanden ist, von der Maximalleistung P_m des Pulses abhängt. Betrachten wir wieder einen Strahlungspuls mit rechteckförmiger Einhüllenden, wie er mit Gleichung 1.10 eingeführt worden ist und nehmen an, dass die Verlustrate von Ladungsträgern, etwa durch Drift oder Rekombination, wesentlich kleiner ist, als die Multiplikationsrate durch Stoßionisation. Dann gilt

$$n_{nP} = n_D \exp(t_P/\tau_L(P_m)), \quad (1.17)$$

mit der Donatordichte n_D , die die Dichte der Elektronen vor dem Puls angibt, und der Pulsdauer t_P . Im Experiment wurden im Kristall Feldstärken bis etwa 350 kV/cm erreicht, so dass für $\tau_L(E)$ die Funktion f1 als analytische Näherung eingesetzt werden kann. Mit der Annahme, dass das im Kristall erzeugte Feld proportional zu $\sqrt{P_m}$ ist, ergibt sich

$$n_{nP} = n_D \exp \left(t_P \cdot c_{1,1} \exp \left(\frac{c_{1,2}}{c_{PE} \sqrt{P_m}} \right) \right) \quad (1.18)$$

und für die Löcherdichte p_{nP} nach dem Puls

$$p_{nP} = n_D \left[\exp \left(t_P \cdot c_{1,1} \exp \left(\frac{c_{1,2}}{c_{PF} \sqrt{P_m}} \right) \right) - 1 \right]. \quad (1.19)$$

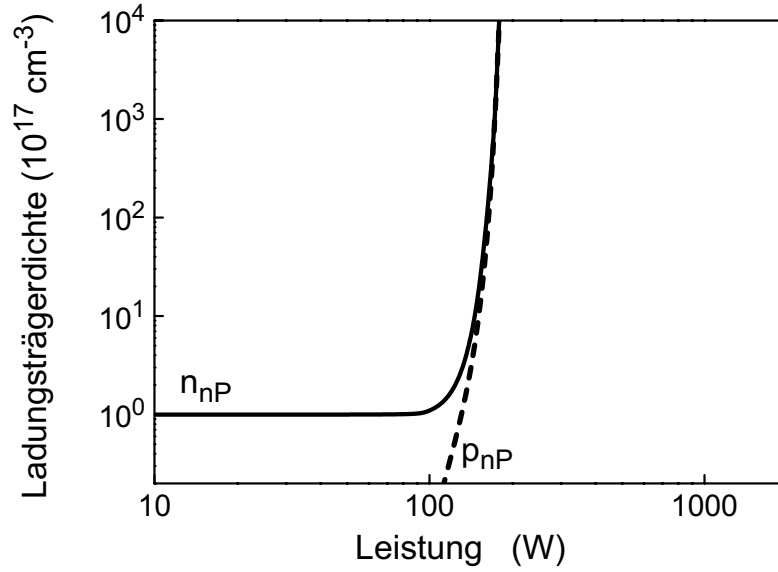


Abbildung 1.7: Ladungsträgerdichten n_{nP} (durchgezogene Linie) und p_{nP} (gestrichelte Linie) nach einem Strahlungspuls mit der Leistung P_m .

Die Abhängigkeiten für n_{nP} und p_{nP} von der Leistung sind in Abbildung 1.7 dargestellt. Für die Proportionalitätskonstante c_{PF} , die den Zusammenhang zwischen $\sqrt{P_m}$ und F_e herstellt, wurde ein Wert eingesetzt, der aus der Analyse des Experimentes in Kapitel 3 folgte. Ab einer Leistung von etwa 100 W zeigt sich eine merkbare Erhöhung von n_{nP} . Bis zu einer Erhöhung von n_{nP} auf einen Faktor 10 machen sich die Ionisationsprozesse, die ja gleich viel Elektronen wie Löcher erzeugen, bei p_{nP} stärker bemerkbar. Darüber sind n_{nP} und p_{nP} kaum noch zu unterscheiden. Mit steigender Leistung wachsen n_{nP} und p_{nP} extrem stark an und erreichen bereits bei $\sim 180 \text{ W}$ eine Ladungsträgerdichte von mehr als 10^{21} cm^{-3} . Die aus dem Wechselfeld absorbierte Leistung ist proportional zur Ladungsträgerdichte. Bei so hohen Ladungsträgerdichten würde die absorbierte Leistung zu einer Gittertemperatur führen, die den Kristall beschädigen würde.

Kapitel 2

„Transient-pulse nonlinear spectroscopy“

Die „Transient-pulse nonlinear spectroscopy“-Methode wurde entwickelt, um den Einfluss eines THz-Feldes auf Materie auf präzise und schnelle Weise mit einem Multimoden-THz-Laser zu untersuchen. Sie ermöglicht es, die volle Information sowohl über die momentane Leistung des THz-Feldes als auch über die momentane Antwort einer Probe über den gesamten Verlauf eines Strahlungspulszuges zu registrieren. Die Strahlungsintensität am Ort der Probe kann unabhängig vom dynamischen Auflösungsvermögen der Methode eingestellt werden. Damit eignet sich die Methode dazu, in einem großen Intensitätsbereich durch THz-Strahlung hervorgerufene nichtlineare Effekte zu studieren.

2.1 Aufbau der Spektroskopiemethode

In Abbildung 2.1 ist der Strahlengang der Spektroskopiemethode skizziert. Ein CO_2 -Laser-gepumpter NH_3 -Gaslaser erzeugt einen (fast) parallelen Ferninfrarot-Strahl, der mit einem Offaxis-Parabolspiegel fokussiert wird. Im Brennpunkt befindet sich eine Blende. Der nach der Blende divergierende Strahl wird mit einem weiteren Offaxis-Parabolspiegel wieder parallelisiert und mit einem dritten Parabolspiegel auf einen Hauptdetektor fokussiert. Ein Teil der Leistung (etwa 10%) wird mit einem Strahlteiler aus Mylar auf einen Referenzdetektor fokussiert. Mit kalibrierten Absorbern im Hauptstrahl kann die Leistung, die am Hauptdetektor ankommt, unabhängig von der Leistung, die den Referenzdetektor erreicht, eingestellt werden. Das Ziel des Experiments war es, einen Referenzdetektor aufzubauen, mit dem es möglich war, den Verlauf der momentanen, am Hauptdetektor ankommenden Leistung zu messen. Dazu wurde einerseits ein schneller und robuster Detektor für THz-Strahlung benötigt. Eine passende Wahl ist ein Übergitter-Detektor, wie er im Abschnitt 2.2.1 beschrieben ist. Andererseits musste sichergestellt werden, dass die Leistung in beiden Teilstrahlen zueinander

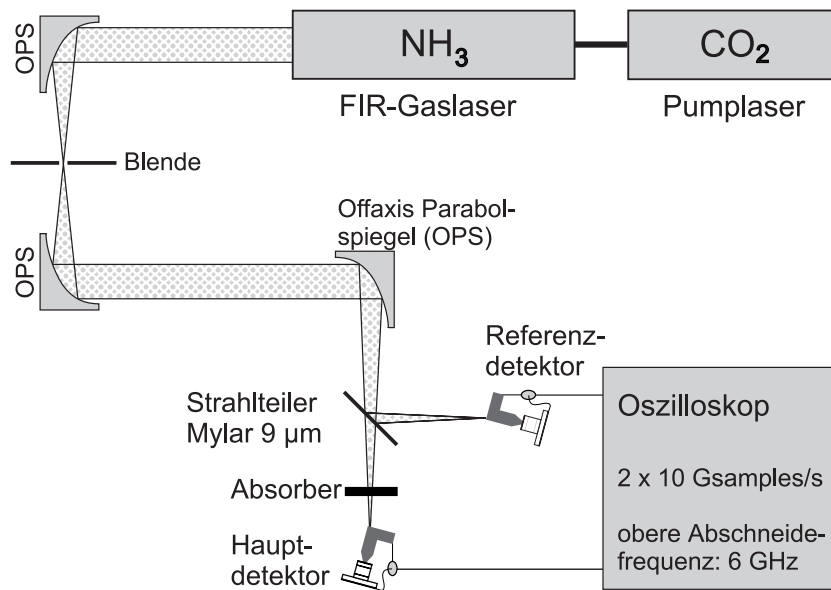


Abbildung 2.1: Strahlengang der „Transient pulse nonlinear Spektroskopie“-Methode.

proportional ist. Deswegen war die Blende von Bedeutung. Sie ließ nur Moden in Richtung der Strahlachse durch und stellte dadurch sicher, dass die Leistungen, die an beiden Detektoren ankamen, zu jedem Zeitpunkt im gleichen Verhältnis standen. Natürlich mussten für diese Proportionalität auch beide Detektoren auf die Strahlachse justiert sein. Durch die Blende gingen zwar etwa 75% der Leistung verloren, es blieb aber mehr Leistung als für die Experimente benötigt übrig. Der Pumplaser war ein „transversely excited atmospheric“ CO_2 -Laser, der gepulste Strahlung bei einer Wellenlänge von etwa $10\ \mu m$ mit Spitzenleistungen von mehr als 100 kW emittierte. Mit einem Echelette-Gitter konnten Laserlinien mit geringfügig unterschiedlicher Wellenlänge ausgewählt werden [80]. Durch das optische Pumpen mit dem CO_2 -Laser konnten im Ammoniakgas (NH_3) in der Röhre des Ferninfrarot-Lasers (FIR-Laser) verschiedene Rotations-Vibrationsübergänge zur Laseraktivität gebracht werden. Die FIR-Linie war über die Wellenlängen der Pumplinie wählbar. Wegen der Kopplung mehrerer Moden der FIR-Röhre emittierte der FIR-Laser einen Pulszug (Dauer 100–400 ns) aus Einzelpulsen (Dauer $\sim 1\ ns$), wobei die Energie des Pulszugs unregelmäßig auf die Einzelpulse verteilt war. Jeder Pulszug wies eine neue Energieverteilung auf. Die gesamte Energie eines Pulszugs E_{ges} wurde mit einem Energiemesser gemessen und war für mehrere zehn Pulszüge bis auf kleine Schwankungen (10 % der gesamten Energie) konstant. Weitere Details zu diesem Lasersystem finden sich in Ref. [81] und in den dortigen Referenzen. Die von den Detektoren stammenden elektrischen Pulse wurden über Koaxialkabel (Frequenzgang 0–20 GHz) zu einem digitalen Spei-

cherosziloskop geleitet, das eine obere Abschneidefrequenz¹ von 3 GHz hatte, und dort als Spannungsabfall über einen 50 Ω -Widerstand gemessen. Die Signale wurden in Echtzeit mit einem Abstand von 100 ps registriert. Die Spektroskopiemethode wurde bei drei verschiedenen Wellenlängen (90 μm , 148 μm und 280 μm) erfolgreich verwendet. Dabei wurden keine qualitativen Unterschiede deutlich. Die in diesem Kapitel gezeigten Ergebnisse wurden für 280 μm -Strahlung erzielt.

2.2 Demonstration am Respons eines Übergitters

Sowohl für den Test der Funktionsweise, als auch für die Demonstration der Fähigkeiten der Methode wurden für beide Detektoren Übergitterdetektoren [82, 83, 15], bestehend aus einem stromtragenden Übergitter in einem Winkelreflektor-Antennensystem [84, 85], verwendet. Das Übergitter wurde molekular-epitaktisch gewachsen und bestand aus 130 Perioden mit jeweils 14 Monolagen GaAs und 3 Monolagen AlAs und war n -dotiert (10^{17} cm^{-3}). Es war in Wachstumsrichtung umgeben von n^+ GaAs ($2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Mit Hilfe von Mikrostrukturierungstechniken wurden einzelne Mesaelemente (Durchmesser 3 μm) hergestellt, die mit ohmschen Kontakten in Form von getemperten Ge/Au/Ni/Au-Metallegierungen versehen waren.

2.2.1 Theorie des Übergitter-Stromtransports

Die Energiedispersionskurven für ein Elektron im Leitungsband eines Übergitters kann man mit der Relation $E(\vec{k}) = E(k_x) + E(k_y, k_z)$ beschreiben. Dabei ist E die Energie², $E(k_x)$ die Energie für eine Bewegung in Richtung der Übergitterachse (= Wachstumsrichtung) und $E(k_y, k_z)$ die Energie für eine Bewegung in der Ebene senkrecht zur Übergitterachse. Der Elektronwellenvektor \vec{k} besteht aus den Komponenten k_x , k_y und k_z . Eine Bewegung in der Ebene führt zu $E(k_y, k_z) = \hbar^2(2m^*)^{-1}(k_y^2 + k_z^2)$, wobei \hbar das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum und m^* die effektive Elektronenmasse am Leitungsbandminimum von GaAs ist. Das periodische Potential, das durch die AlAs-Quantenbarrierenschichten eingeführt wird, ergibt ein Miniband mit der Dispersionsrelation $E(k_x) = \frac{1}{2}\Delta[1 - \cos(k_x d)]$, mit der Minibandbreite Δ (= 70 meV) und der Übergitterperiode d . Abbildung 2.2 zeigt die Dispersionskurven für das oben beschriebene Übergitter in den drei Hauptrichtungen des k -Raums. $E(k_y)$ stammt von einer Pseudopotentialrechnung für

¹In den meisten Datenblättern als Bandbreite bezeichnet, ist dies diejenige Frequenz, bei der die am Oszilloskop angezeigte Amplitude A nur noch das $1/\sqrt{2}$ -fache der am Eingang anliegenden Amplitude A_{In} beträgt. Für niedrigere Frequenzen liegt A noch näher bei A_{In} .

²Der Energienullpunkt sei auf die Energie des niedrigsten, im Leitungsband des Übergitters möglichen Zustands gesetzt.

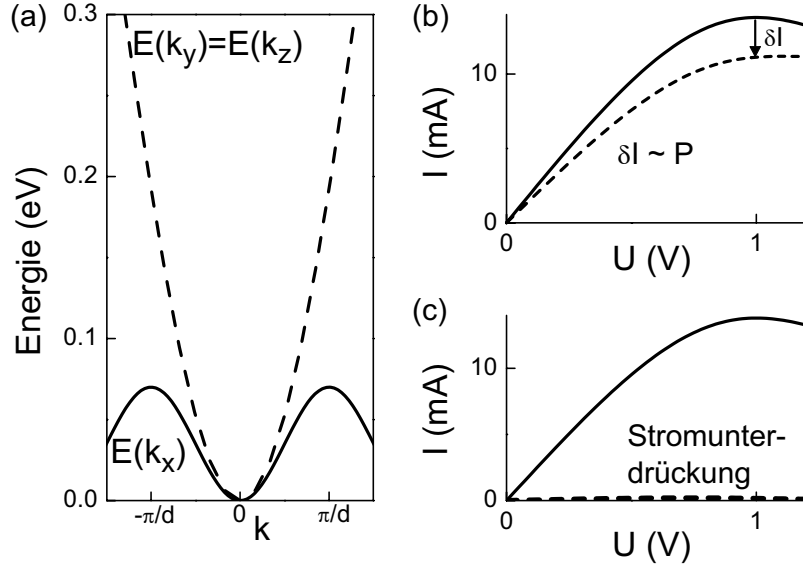


Abbildung 2.2: (a) Dispersionsrelation eines Übergitters in drei Richtungen des k -Raums. (b) Bei kleiner Leistung P ist die Stromantwort δI proportional zu P . (c) Bei einer hohen Leistung P fließt kein Strom mehr.

das niedrigste Leitungsband in GaAs in [100]-Richtung [45]. Auf Grund der Mesa-geometrie führt das Anlegen einer Spannung (egal ob eine statische oder wechselnde) zu einem Feld, das die Elektronen in k_x -Richtung beschleunigt. Deswegen ist für den Stromtransport hauptsächlich die nichtparabolische $E(k_x)$ -Kurve Ausschlag gebend. Es ergibt sich eine nichtlineare Abhängigkeit des Stromes I von einer statischen Spannung U [Abb. 2.2(b), durchgezogene Linie]. Sie ist eine Folge der unterschiedlichen effektiven Massen, die den Elektronen in den unterschiedlichen k -Zuständen zugeordnet werden können [86]. Bei kleinen Spannungen halten Relaxationsprozesse die Elektronen innerhalb des parabolischen Bereichs um das Dispersionsminimum beschränkt, was zu einem ohmschen Bereich in der Strom-Spannungs-Kennlinie führt. Mit steigender Spannung besetzen immer mehr Elektronen Zustände mit negativer effektiver Masse. Dies hat ein Maximum in der Strom-Spannungs-Kennlinie zur Folge. Bei einer statischen Vorspannung [z. B. 1 V, Abb. 2.2(b)] bewirkt eine THz-Spannung, dass mehr Elektronen Zustände mit negativer Masse besetzen. Dadurch erniedrigt sich der Gleichstrom I um δI wird. Eine Strom-Spannungs-Charakteristik zeigt einen niedrigeren Strom (Abb. 2.2(b), gestrichelte Linie), wenn eine THz-Spannung mit konstanter Amplitude am Übergitter anliegt, als wenn keine THz-Spannung anliegt (durchgezogene Linie). Eine präzisere Analyse zeigt, dass δI proportional ist zur am Übergitter ankommenden Leistung P [87, 88], sofern P klein genug ist. Bei großen

Leistungen sollte die Stromreduktion nichtlinear von P abhängen und Oszillationen zeigen um den Strom, der ohne THz-Spannung durch das Übergitter fließt [87, 89]. Zwar wurde eine nichtlineare Abhängigkeit für δI gefunden, aber anstelle von Oszillationen zeigte sich eine vollständige Unterdrückung des Gleichstromes [88, 89, 83], wie in Abb. 2.2(c) skizziert. Übergitterdetektoren haben eine intrinsische Zeitauflösung, die in etwa der Intraminiband-Relaxationszeit ($\sim 10^{-13}$ s) entspricht. Sie sind geeignet, THz-Strahlungspulse mit einer Dauer von wenigen ps zeitlich aufzulösen. Dies zeigte sich in Autokorrelations-Experimenten [83] und bei Experimenten mit der „Differential electronic gating“-Methode [90, 91].

2.2.2 Lineare Spektroskopie

Die Spektroskopiemethode baut grundlegend darauf auf, dass die am Referenzdetektor gemessene Leistung proportional ist zu der Leistung im Hauptstrahl. Das Verhältnis der Leistungen muss über den ganzen Pulszug konstant bleiben. Deswegen wurde ein Experiment durchgeführt, bei dem sichergestellt wurde, dass auf beide Detektoren nur soviel Leistung fällt, dass ihre Signale proportional zu P sind. Das Experiment sollte zeigen, ob es möglich war, trotz der eventuellen Fehlerquellen von beiden Detektoren proportionale Signale zu bekommen. Solche Fehlerquellen wären zum Beispiel eine ungenügende Modenselektion durch die Blende, unexakte Justierung der Detektoren, unterschiedliche Richtcharakteristiken der (handgemachten) Antennen oder Interferenzen im Strahlteiler, die zu einem nicht konstanten Teilungsverhältnis zwischen der Leistung im Haupt- und im Referenzstrahl führen. Abbildung 2.3 zeigt in der oberen Zeile das Signal des Referenzdetektors und in der unteren Zeile das Signal des Hauptdetektors. Beide Signale sind die Antwort auf den selben Strahlungspulszug. Der Referenzdetektor zeigte einen etwa 150 ns langen Pulszug mit mehreren zehn Einzelpulsen an. Die Einzelpulse hatten unterschiedliche Form und unterschiedliche Werte für die maximale Leistung. Die größten Leistungsspitzen kamen etwa 20 ns nach dem Beginn des Pulses. Das Inset zeigt die zwei stärksten Pulse, mit einem schwächeren dazwischen liegenden, in vergrößerter Darstellung der Zeitachse. Ein Quadrat stellt einen Samplepunkt dar. Der Abstand zwischen den Samplepunkten ist 100 ps. Mit bis zu 20 Samplepunkten pro Einzelpuls war sichergestellt, dass die Feinheiten der Pulse sauber dargestellt wurden. Das Signal des Hauptdetektors zeigte die gleiche Form wie das Signal des Referenzdetektors. Die Proportionalität zwischen beiden war bis auf wenige Prozent gegeben. Minimale Unterschiede können entdeckt werden, wenn man die beiden größten Spitzen vergleicht. Im Referenzsignal wird die spätere Spitze ein wenig größer angezeigt als die frühere. Dagegen deutet das Hauptsignal zwei gleichstarke Pulse an.

Um die Wirkungsweise der Spektroskopiemethode zu verdeutlichen, wurde ein weiterer Pulszug aufgenommen. Diesmal jedoch ohne Blende und mit leicht dejustierten Detektoren. In Abb. 2.4(links) ist das Referenzsignal gegen das Hauptsignal aufgetragen, wobei die jeweiligen Werte von zeitlich zusammengehörigen

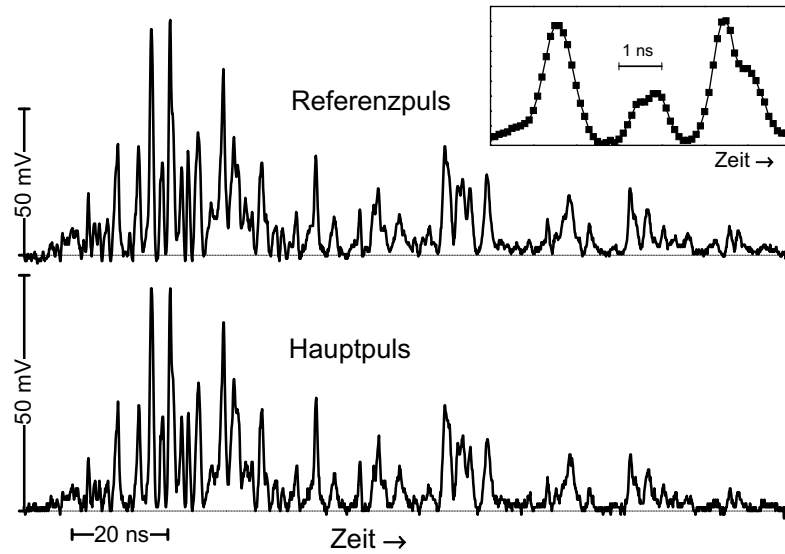


Abbildung 2.3: Referenzsignal und Hauptsignal zeigen proportionale Stromantworten auf einen THz-Pulszug eines Multimoden-Lasers. Inset: Ausschnitt aus dem Referenzpuls

Samplepunkten stammen. Es ist offensichtlich, dass manchmal vom Hauptdetektor eine hohe Leistung angezeigt wurde, während gleichzeitig der Referenzdetektor nur eine niedrige Leistung feststellte (Stern). Zu anderen Zeiten kam Leistung am Referenzdetektor an, während fast nichts den Hauptdetektor erreichte (Pfeil). Verschiedene Moden, die aus der FIR-Röhre kamen, hatten unterschiedliche Richtungen. Das Winkelreflektor-Antennensystem hatte eine stark richtungsabhängige Einkoppleffizienz [84]. Am Übergitter kam also unterschiedlich viel Leistung an, je nachdem aus welcher Richtung die Strahlung auf die Antenne traf. Wenn ein Detektor außerhalb der optischen Achse ist, empfängt er andere Moden als auf der optischen Achse. Mit der Blende wurden alle Moden, außer auf die Strahlachse zentrierte, ausgeblendet. Dann ergaben sauber justierte Detektoren proportionale Signale [Abb. 2.4(rechts)].

2.2.3 „Transient-pulse nonlinear spectroscopy“

Um zu zeigen, dass die Spektroskopiemethode von Nutzen ist, um Eigenschaften von Materie unter dem Einfluss von THz-Feldern zu studieren, wurde die Anzahl an Absorbern im Hauptstrahl reduziert. Damit erreichte so viel mehr Leistung den Hauptdetektor, dass eine komplette Stromunterdrückung stattfand. Abbildung 2.5 zeigt links für einen Einzelpuls sowohl das Referenzsignal als auch das Hauptsignal. Die Form des Hauptsignals unterschied sich vom Referenzsignal we-

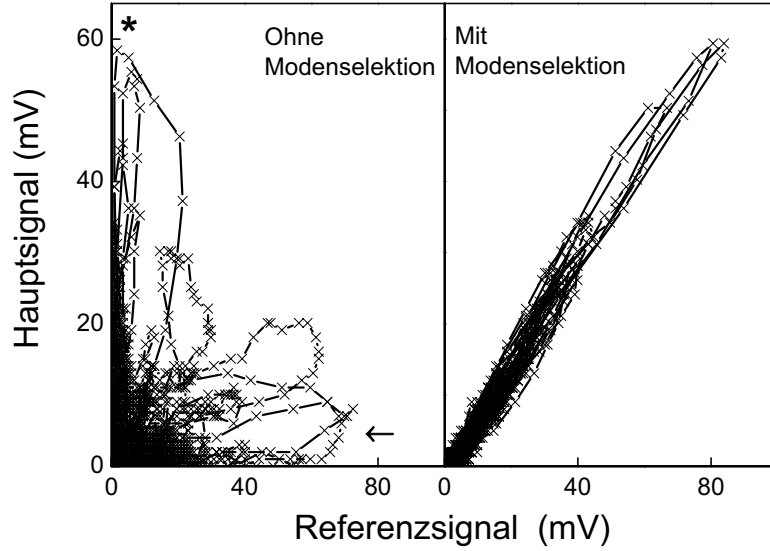


Abbildung 2.4: Einfluss der Modenselektion. Ohne Modenselektion ist keine Proportionalität zwischen der Leistung im Haupt- und im Referenzstrahl gegeben, mit Modenselektion jedoch schon.

gen der nichtlinearen Abhängigkeit der Stromantwort des Hauptdetektors von der THz-Leistung. Das Hauptsignal ging am Ende des Pulses nicht bis auf Null zurück, weil noch ein wenig Leistung im Hauptstrahl vorhanden war. Dies wurde vom Referenzdetektor korrekt angezeigt. Der Unterschied zwischen dem Referenzwert und Null ist in diesem Maßstab jedoch nicht sichtbar. Von den Datenpunkten der linken Seite wurde die $I(P)$ -Abhängigkeit des Übergitters im Hauptdetektor berechnet [Abb. 2.5(rechts), Kreise]. Dabei ist I der Gleichstrom durch das Übergitter und P die Leistung, die am Hauptdetektor ankam. Für die absoluten Werte von P wurden die Werte des Referenzsignals mit einer Proportionalitätskonstanten c_P multipliziert, die durch $c_P = E_{ges} \int S(t) dt$ ermittelt wurde. Dabei ist E_{ges} die gesamte Energie eines Pulszugs und $S(t)$ das Referenzsignal. Für kleine Werte von P ist die Stromreduktion proportional zu P . Für größere P , für eine Sättigung der Stromantwort zu einer kompletten Unterdrückung des Stromes. Die $I(P)$ -Abhängigkeit, wie sie sich aus allen 3000 Datenpunkten eines 300 ns dauernden Pulszugs ergibt, wurde mit Kreuzen dargestellt. Die Übereinstimmung beider Abhängigkeiten zeigt, dass ein Einzelpuls genügt, um die volle Information über den nichtlinearen Effekt zu erhalten.

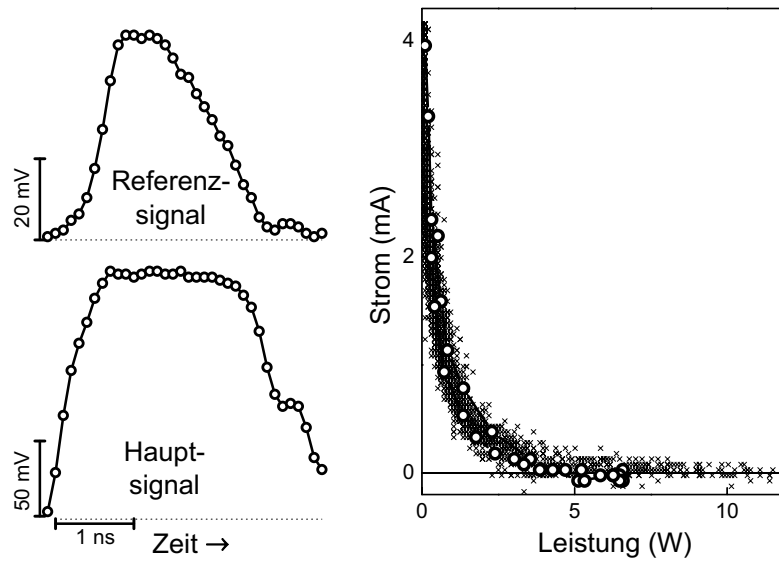


Abbildung 2.5: Demonstration der „Transient-pulse nonlinear spectroscopy“ am nichtlinearen Respons eines Übergitters auf THz-Strahlung. Die gemessenen Referenz- und Hauptsignale können in eine Strom-Leistungs-Abhängigkeit umgerechnet werden.

2.3 Diskussion der Messmethode

Die Verwendung eines sehr schnellen digitalen Speicheroszilloskops bringt Vor- und Nachteile mit sich. Der dynamische Bereich eines solchen Speicheroszilloskops ist meist auf 8 Bit Beschränkt. Zieht man davon noch etwa 1 bis 2 Bit für das Rauschen der Analog/Digitalwandler ab, bleiben effektiv noch etwa 6 Bit an Dynamikumfang, der mit *einem* Pulszug messbar ist. Damit hängt die Einsetzbarkeit der Spektroskopiemethode davon ab, ob die Probenantwort ein ausreichend starkes Signal erzeugt, dass wenigstens der empfindlichste Messbereich des Oszilloskops vernünftig ausgesteuert wird. Da durch die Kombination von leistungsstarkem Laser mit kalibrierten Absorbern die auf die Probe fallende Leistung über einen weiten Bereich eingestellt werden kann, ist es in der Regel möglich, die maximale Signalstärke bzw. den Oszilloskopmessbereich passend einzustellen. Da die 3 GHz Analog/Digitalwandler keinen so hohen Verstärkungsgrad zulassen wie bei langsameren Oszilloskopen üblich, sollte die maximale Probenantwort mindestens ein Signal von einigen 10 mV erzeugen. Es kann unter Umständen sinnvoll sein, dies beim Probendesign zu bedenken. Moderne Speicheroszilloskope haben aber den Vorteil, dass sie große Datenmengen in Echtzeit aufnehmen können. Es ist möglich, mehrere μs lange Signale mit nur 50 ps zwischen den Samplepunkten aufzunehmen. Dadurch bekommt man mit einem Pulszug genügend (Stütz-)Punkte,

um die Leistungsabhängigkeit eines Effektes darzustellen. Zusätzlich bringt diese hohe Speichertiefe die Möglichkeit, einen früheren mit einem späteren Einzelpuls zu vergleichen. Da, wie bereits gesagt, mit einem Einzelpuls auch schon auf die komplette Leistungsabhängigkeit geschlossen werden kann, lassen sich auf diese Weise Effekte mit hysteretischen oder kumulativen Eigenschaften untersuchen.

Für die meisten Untersuchungen von Materie in THz-Feldern ist die elektrische Feldstärke die entscheidende Größe. Die Verwendung eines Antennensystems ermöglicht es, eine wesentlich höhere Feldstärke im Material zu erzeugen, als wenn das Material direkt bestrahlt wird. Angenommen, man hätte einen Laserstrahl mit einer Leistung P_0 von 100 W, der auf eine Fläche von (typischerweise) 1 mm^2 fokussiert ist, so würde man eine Intensität I_L von 10 kW/cm^2 erhalten. Daraus lässt sich eine Feldamplitude

$$F = \sqrt{2I_L \left(\frac{\epsilon\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{-0.5}} \quad (2.1)$$

von etwa $1,5 \text{ kV/cm}$ abschätzen. Dabei ist $\epsilon_0 = 8,8542 \times 10^{-12} \text{ As/(Vm)}$ die elektrische Feldkonstante, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ Vs/(mA)}$ die magnetische Feldkonstante und ϵ die Permittivitätszahl von GaAs. Nach einer Analyse mit einem Ersatzschaltbild [92] (oder auch ähnlich Anhang D), bei der Verluste beim Ankoppeln der Strahlung an die Antenne und bei der Reflektion beim Übergang von der Antenne auf das Übergitter mit berücksichtigt sind, wird durch die Antenne eine Feldamplitude von etwa 100 kV/cm erreicht.

Kapitel 3

Stoßionisationslawinen in GaAs-Mikrokristallen ausgelöst durch Terahertz-Strahlungspulse

In diesem Kapitel werden die Experimente zu den THz-Feld-induzierten Stoßionisationslawinen in n -dotiertem GaAs mit Aufbau und Messergebnissen vorgestellt. Zusätzlich erfolgen an geeigneten Stellen einige Abschätzungen und Vergleiche mit Rechnungen, die einen Hinweis auf die Entstehung der Effekte geben und zum besseren Verständnis beitragen sollen.

3.1 Aufbau für die Messung der Terahertzfeld-induzierten Lumineszenz

Der gegenüber Kapitel 2, Abbildung 2.1 leicht veränderte und erweiterte Messaufbau ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Der Hauptdetektor beinhaltet den GaAs-Mikrokristall, an den bei den Experimenten zu diesem Kapitel keine statische Spannung angelegt wurde. Der Strom durch den Mikrokristall wurde mit dem Oszilloskop aufgezeichnet¹. Die Erweiterung gegenüber Abbildung 2.1 besteht darin, dass vom GaAs-Mikrokristall emittierte Strahlung (Wellenlänge ~ 900 nm) mit einer Linse auf einen Photomultiplier fokussiert wurde. Der Photomultiplier war von Herrn Dipl.-Ing. (FH) Meier aufgebaut worden [93] und basierte auf einer Röhre vom Typ Hamamatsu R928. Das Photomultiplier-Signal wurde mit dem dritten Kanal des Oszilloskops mit einem Punktabstand von 100 ps aufgenommen.

Abbildung 3.2(a) zeigt eine genauere Skizze des Hauptdetektors. Die sonst üblichen Winkelreflektoren (Ref. [82, 15]) besitzen reflektierende Flächen links

¹Damit ist Strom mit Frequenzen von Null bis einige GHz gemeint, der THz-Strom wird natürlich weder durch das Kabel übertragen noch könnte das Oszilloskop ihn auflösen.

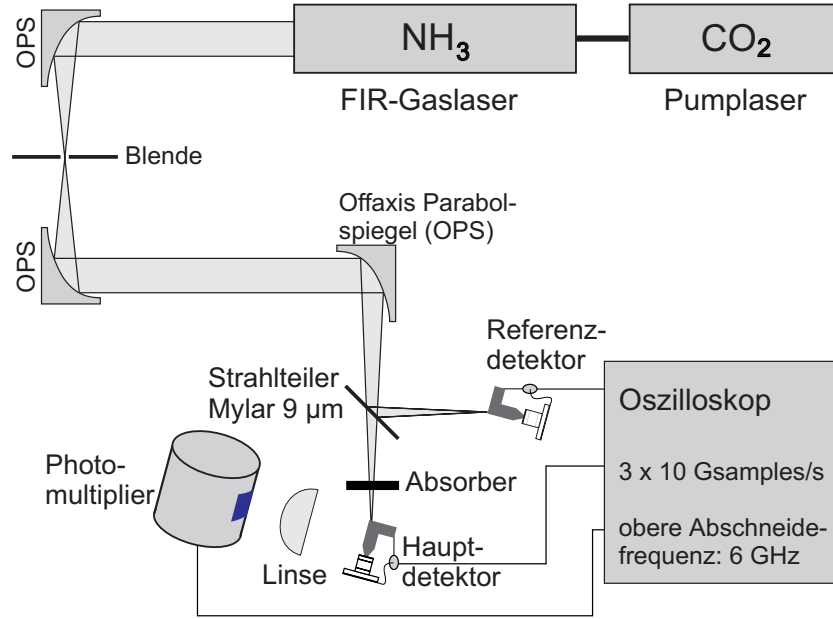


Abbildung 3.1: Aufbau zur Messung THz-Feld-induzierter Lumineszenzstrahlung

und rechts der Ebene, die durch den langen Antennenarm und die Strahlachse aufgespannt wird. Vom Mikrokristall aus gesehen, ist damit fast der komplette Raumwinkel, der nicht vom einfallenden THz-Strahl benötigt wird, mit reflektierenden Wänden geblockt. Um vom Mikrokristall emittierte Strahlung auf den Photomultiplier fokussieren zu können, wurde eine Reflektorfläche entfernt.

Der Aufbau des Mikrokristalls, der zwischen dem inneren Leiter eines Koaxialkabels und dem Fußpunkt der Antenne platziert war, ist in Abbildung 3.2(b) zu sehen. Der Kristall bestand aus n^+nn^+ -dotierten GaAs-Schichten, die mit Molekularstrahlepitaxie auf n^+ -dotiertem GaAs-Substrat aufgewachsen wurden. Als Dotierelement wurde Si verwendet ($n \sim 8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$; $n^+ \sim 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Mit Photolithographie- und Plasmaätztechniken wurde ein Mikrokristall (Durchmesser $1 \mu\text{m}$, Höhe $1 \mu\text{m}$) aus den obersten zwei Schichten (n^+ und n) geformt. Ohmsche Kontakte, hergestellt durch Aufdampfen von Ge/Au/Ni/Au-Schichten und Tempern, schlossen den Kristall an der Oberseite des Mesas und an der Unterseite des Substrats ab.

Die Strom-Spannungs-Charakteristik eines GaAs-Mikrokristalls (Abbildung 3.3) zeigt bei kleinen Spannungen einen ohmschen Bereich, der zeigt, dass die Herstellung der ohmschen Kontakte erfolgreich war. Das Abflachen der Kennlinie für Spannungen, deren Betrag größer als $0,5 \text{ V}$ ist, wird auf den Ridley-Watkins-Hilsum-Effekt (Ref. [94, 95]) zurückgeführt, also auf einen Transfer der Elektronen aus dem Γ -Tal in X - und L -Täler. Die Stetigkeit der Kennlinie

deutet darauf hin, dass sich keine laufenden Domänen entwickelten, die Gunn-Oszillationen [1, 2] verursachten.

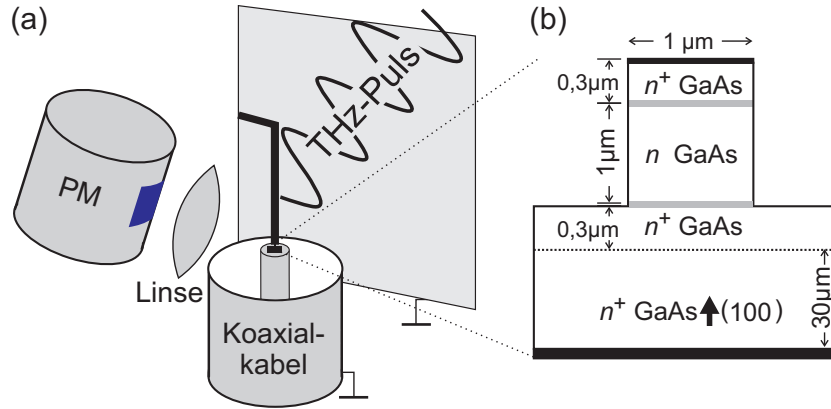


Abbildung 3.2: (a) Aufbau des Hauptdetektors. Eine seitliche Winkelreflektorfläche wurde entfernt, um vom Mikrokristall emittierte Strahlung auf den Photomultiplier (PM) fokussieren zu können. (b) Aufbau des GaAs-Mikrokristalls.

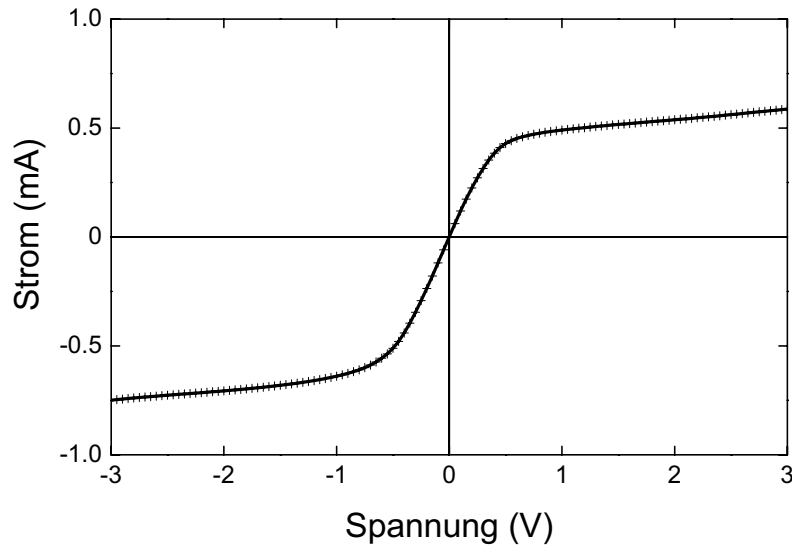


Abbildung 3.3: Strom-Spannungs-Charakteristik eines GaAs-Mikrokristalls.

3.2 Lumineszenzpulse als Anzeichen für Ionisationslawinen

Abbildung 3.4 zeigt die Leistung von einer Serie von THz-Strahlungspulsen (oben) zusammen mit dem Signal des Photomultipliers (unten, durchgezogene Linie), das die Stärke der Lumineszenz angibt. Die momentante Leistung zweier Pulse lag für mehr als 2 ns oberhalb einer Schwellenleistung P_{th} (~ 150 W). Diese zwei Pulse erzeugten starke Lumineszenz, während bei den zeitlich früher auftretenden Strahlungspulsen keine Lumineszenz gemessen wurde. Ein dritter Peak im Lumineszenzsignal wurde durch einen Strahlungspuls mit $P_m < P_{th}$ ausgelöst. Das Photomultiplier-Signal zeigte bei einer Antwort auf ein einzelnes Photon ein Maximum mit ~ 10 mV, einen exponentiellen Abfall (Zeitkonstante ~ 7 ns, graue Kurve) und, dazu überlagert, ein Oszillieren des Signals². Dementsprechend deutete das Photomultiplier-Signal drei Lumineszenzpulse an (graue Balken, mit einer Fläche in etwa proportional zur Anzahl der detektierten Photonen). Der erste Lumineszenzimpuls entsprach etwa 10 registrierten Photonen, der zweite etwa 20.

Die Lumineszenz wird zurückgeführt auf Elektronen-Loch-Rekombinationsstrahlung. Die Elektronen-Loch-Paare wurden durch Stoßionisation über die Bandlücke hinweg erzeugt. Eine Reihe von ähnlichen Pulszügen zeigte, dass nach voran gehenden starken Lumineszenzpulsen, häufig auch Strahlungspulse mit $P_m < P_{th}$ Lumineszenz auslösen konnten. Es könnte sein, dass dies zusammen hing mit Löchern, die in den vorangegangenen Pulsen erzeugt wurden und noch nicht rekombiniert waren. Diese Löcher würden bei einer nachfolgenden Lawine die Wahrscheinlichkeit für strahlende Rekombinationsprozesse, und damit die Lumineszenzintensität, erhöhen.

Das höchste Feld, das durch die THz-Strahlung im Kristall erzeugt wurde, entstand in der n -dotierten Schicht [Abbildung 3.2(b)], da diese die geringste Leitfähigkeit besitzt. Vom Feld beschleunigt, erreichen dort Elektronen die Ionisationsschwelle und erzeugen durch Stoßionisation Elektronen-Loch-Paare. Betrachtet man die Elektronen-Löcher-Verteilung die im k -Raum vorliegt, so befinden sich die meisten Elektronen in Zuständen, die zu L - und X -Tälern am Brillouin-Zonenrand gehören, die meisten Löcher jedoch in den Tälern am Γ -Punkt. Strahlende Rekombination erlaubt nur den Übertrag des, gegenüber einem primitiven reziproken Gittervektors vernachlässigbar kleinen, k -Vektors des emittierten Photons. Da Elektronen und Löcher im k -Raum weit entfernt sind, ist die strahlende Rekombination in der n -dotierten Schicht vernachlässigbar klein. Die heißen Elektronen und Löcher werden von der n -Schicht in die umliegenden n^+ -Schichten diffundieren und, da dort fast kein Feld herrscht, abkühlen. Sowohl die abgekühlten Elektronen als auch die Löcher sind in der n^+ -Schicht hauptsächlich

²Das Signal war also stark verbreitert und ist, obwohl es zwischen den starken Strahlungspulsen nicht auf Null zurückging, nicht als ein nach einem Einsatz andauerndes Signal zu interpretieren.

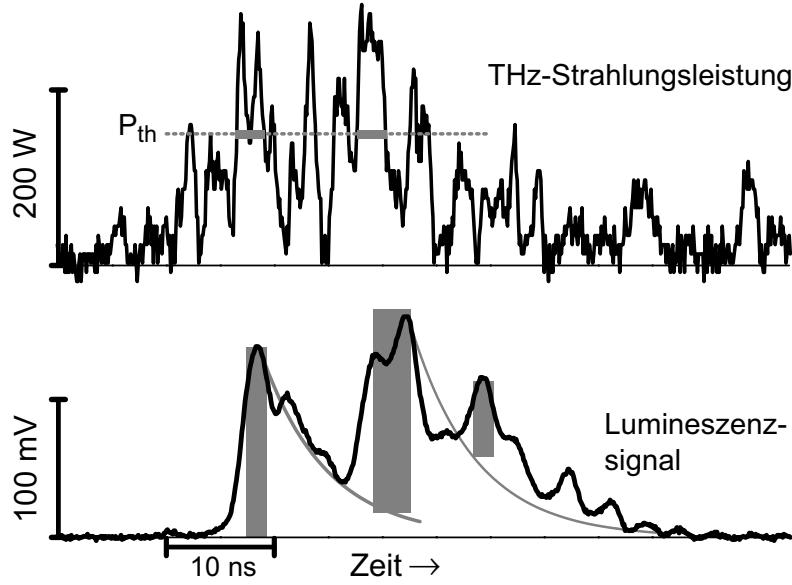


Abbildung 3.4: Der Leistungsverlauf eines Strahlungspulszugs (oben, Frequenz 3,3 THz) und Lumineszenzsignal (unten). Strahlungspulse, die lange genug (> 2 ns) Leistungswerte über einer Schwellenleistung P_{th} (~ 150 W, gestrichelte Linie) aufwiesen, erzeugten Lumineszenzpulse. Nach starken Lumineszenzpulsen führten manchmal auch Strahlungspulse mit $P_m < P_{th}$ zu Lumineszenz.

rund um den Γ -Punkt versammelt und können strahlend rekombinieren.

Es wurde eine Simulation erstellt, die zu dem gemessenen Leistungsverlauf aus Abbildung 3.4 einen Lumineszenzverlauf berechnet. In dieser Simulation, die in Anhang D genauer beschrieben ist, wurden die Leitfähigkeiten der einzelnen Kristallschichten berechnet. Mit einem Ersatzschaltbild wurden daraus abhängig von der Leistung im THz-Strahl die Felder abgeleitet, die in den Schichten abfallen. Dabei wurde von der Erfahrung im Umgang mit den Winkelreflektor-Antennensystemen Gebrauch gemacht (Ref. [96, 15]), die zeigte, dass bei idealer Anpassung zwischen Antenne und Kristall etwa 1% der THz-Leistung den Mikrokristall erreicht. Das Feld F_e in der n -Schicht erhöhte die Elektronen- und Löcherdichte entsprechend einer Ionisationsrate $\alpha(F_e)$, die an Werte aus Ref. [53] angepasst war. Mit einer Diffusionszeit von 0,2 ns entwichen Löcher und Elektronen in die umliegenden n^+ -Schichten und rekombinierten dort mit einer Rekombinationszeit, die an Werte aus Ref. [97] angepasst war. Den Vergleich zwischen dem gemessenen Lumineszenz-Signal und der berechneten Rekombinationsrate r_R zeigt Abbildung 3.5. Die Rekombinationsrate ist angegeben in Rekombina-

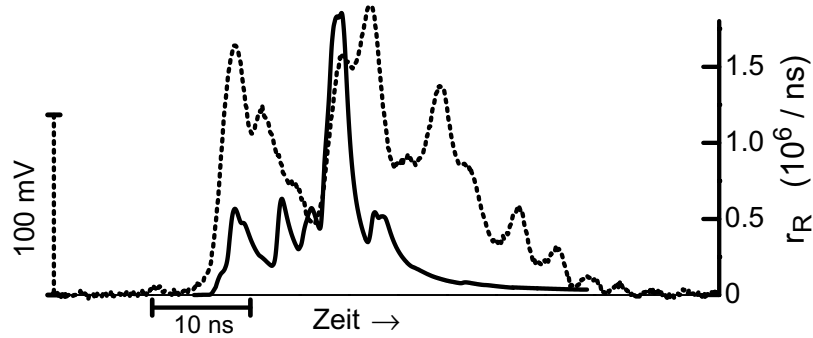


Abbildung 3.5: Lumineszenzpulse aus Abbildung 3.4 im Vergleich zu einer berechneten Löcherdichte p_{nP} (durchgezogene Linie).

tionsprozessen im gesamten Mikrokristallvolumen pro ns. Der Verlauf von r_R ist in qualitativer Übereinstimmung mit dem gemessenen Lumineszenz-Signal. Die zwei großen Lumineszenzpulse werden durch Maxima in r_R angedeutet. Ein zusätzliches Maximum dazwischen ist im gemessenen Signal nicht zu erkennen. Der dritte Lumineszenzimpuls, dessen Ursache ungeklärt ist und dessen Schwellenbedingung sich von den anderen beiden unterscheidet, ist in r_R nicht sichtbar. In ähnlich passender Weise reproduzierte die Simulation die Lumineszenzpulse für eine ganze Serie von Pulszügen.

Die Zahlenwerte für r_R liegen in der richtigen Größenordnung. Berücksichtigt man, dass etwa 1% der in den gesamten Raumwinkel emittierten Photonen auf den Photomultiplier fokussiert wurden und, dass die Quantenausbeute des Photomultipliers für die Bandlücke von GaAs bei etwa 0,1% liegt, entspricht $r_R = 10^6 \text{ ns}^{-1}$ in etwa 10 gleichzeitig registrierten Photonen.

3.3 Leistungsabhängigkeit der Ladungsträgerdichte am Ende der Lawinen

In der Art und Weise wie in Abbildung 3.4 beschrieben, wurden die Photomultiplier-Signale zu einer Serie von Strahlungspulszügen ausgewertet. Bei der Durchführung des Experimentes wurde nach jedem Strahlungspulszug die Kennlinie des Mikrokristalls auf eine Veränderung hin untersucht. Wäre eine (teilweise) Zerstörung bzw. Veränderung des Mikrokristalls durch eine Veränderung der Kennlinie angezeigt worden, wäre die Messreihe abgebrochen worden. In Abbildung 3.6 sieht man eine Zusammenfassung aller Strahlungspulse, deren Halbwertsbreite größer als 2 ns war. Aufgetragen ist die Anzahl der registrierten

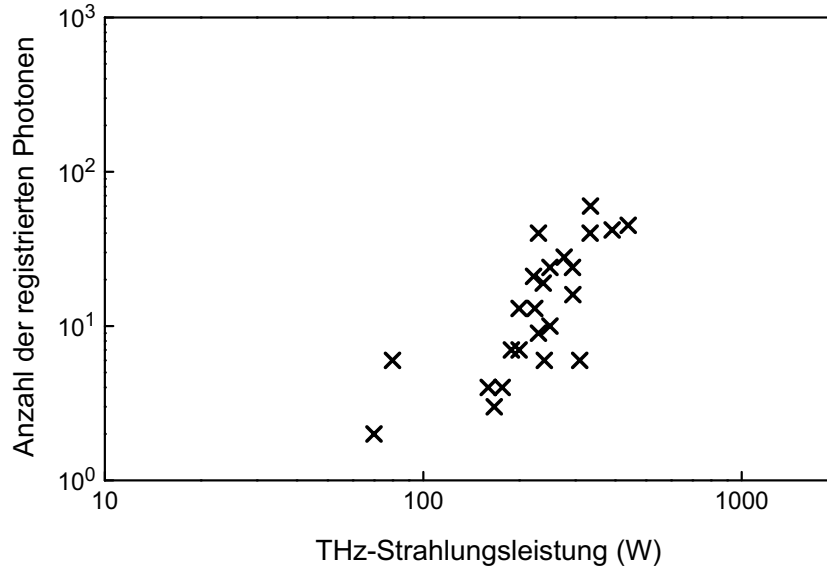


Abbildung 3.6: Leistungsabhängigkeit der Lumineszenz: Ab einer Schwellenleistung von 150 W setzt Lumineszenz ein. Mit größer werdender Leistung steigt die Lumineszenzintensität stark an.

Photonen N_{Phot} , die ja proportional zur Intensität³ der Lumineszenz ist, gegen P_m . Im Experiment traten Strahlungspulse mit Werten für P_m zwischen 1 und 500 W auf. Die Elektronen-Loch-Paardichte, die durch einen THz-Strahlungspuls erzeugt wird, hängt genau genommen vom Integral der Feldstärke über die Dauer des Pulses ab. Deshalb machen die Unterschiede in der Form der einzelnen Pulse, die durch die Modenkopplung des Lasers verursacht wurden, eigentlich für jeden Puls einen Korrekturfaktor notwendig, der den Unterschied zwischen einer Referenzpulsform und der jeweiligen Pulsform berücksichtigt. Mit der Genauigkeit, die das Experiment zuließ, kann man diesen Korrekturfaktor aber vernachlässigen. Die Gesamtheit von N_{Phot} deutet eine Schwellenleistung (~ 150 W) an, bei der die Lumineszenz einsetzte. Für größer werdende P_m stieg die Lumineszenzintensität stark an. Aus der Analyse mit dem Programm von Anhang D geht hervor, dass P_{th} einem Effektivwert des Feldes im Mikrokristall von etwa 250 kV/cm entsprach. Die stärksten Lumineszenzpulse (~ 100 detektierte Photonen) entsprachen etwa einer Paardichte von 10^{19} cm^{-3} . Ausgehend von einer Elektronendichte von $8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ entfalteten sich die Lawinen also ungefähr bis zur siebten Generation. Dabei wird eine Generation als Verdopplung der Elek-

³Man erhält die Intensität, wenn man $N_{Phot} \hbar \omega_{Phot} / (t A_{PM})$ ausrechnet. Dabei ist $\hbar \omega_{Phot}$ die Quantenenergie der emittierten Photonen, t die Dauer des THz-Strahlungspulses und A_{PM} die empfindliche Fläche des Photomultipliers.

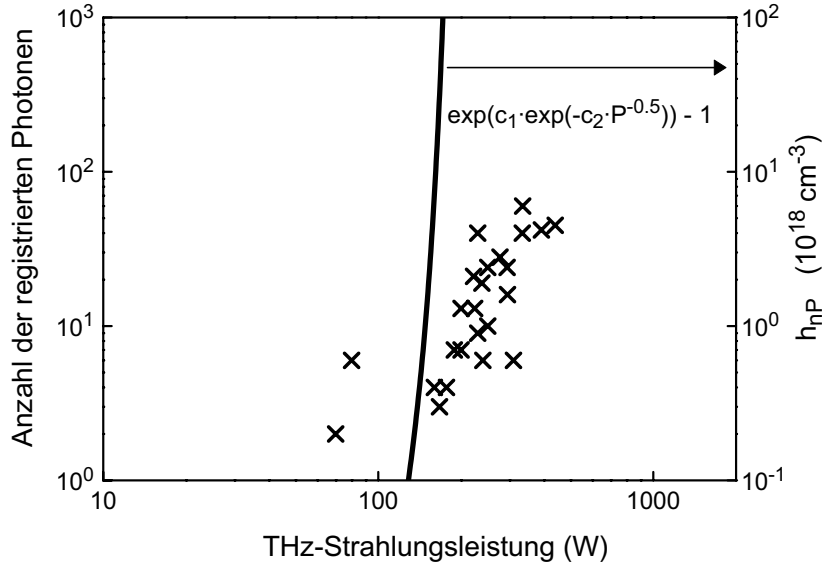


Abbildung 3.7: Leistungsabhängigkeit der Lumineszenz: Die in Abschnitt 1.3.3 hergeleitete Abhängigkeit für $h_{nP}(P_m)$ lässt einen Anstieg der Lumineszenz vom Typ $\exp[c_1 \exp(-c_2/\sqrt{P_m})]$ erwarten, der noch deutlich steiler ist, als der Anstieg den das Experiment liefert.

tronendichte definiert⁴.

Die Entwicklung der Lumineszenz mit der maximalen Leistung der Pulse wird in Abbildung 3.7 mit der berechneten Löcherdichte nach einem Puls, h_{nP} , verglichen. Für diesen Vergleich soll angenommen werden, dass die Lumineszenz hauptsächlich durch die Anwesenheit von Löchern bestimmt war. Unter Berücksichtigung der hohen Elektronendichte in den n^+ -dotierten Schichten, also dort, wo die Löcher hin diffundieren, und der Diffusionszeiten, die kürzer sind als die Pulsdauer, erscheint diese Annahme vernünftig. Die in Abschnitt 1.3.3 hergeleitete Abhängigkeit für $h_{nP}(P_m)$ lässt einen Anstieg der Lumineszenz vom Typ $\exp[c_1 \exp(-c_2/\sqrt{P_m})]$ erwarten. Dieser Anstieg ist noch deutlich steiler als der, den das Experiment liefert. Die Diskrepanz ist größer, als die maximale Diskrepanz, die angesichts der Genauigkeit des Experiments zu erwarten ist.

Die Theorie aus Abschnitt 1.3.3 verknüpft das Feld F in einem Kristall mit einer Stoßionisationslawine. Im freien Raum ist $F \propto \sqrt{P}$. Da P die im Experiment gemessene Größe ist, wurde in Abbildung 1.7 gegen P aufgetragen. Für F im Kristall ist der Zusammenhang zwischen F und P von der Leitfähigkeit des Kristalls abhängig. Da durch die Ladungsträgermultiplikation die Leitfähigkeit erhöht wird, erzeugt das gleiche P ein kleineres F . Dieser Effekt ist in der

⁴ $10^{19}/(8 \times 10^{16}) = 125$ und $2^7 = 128$

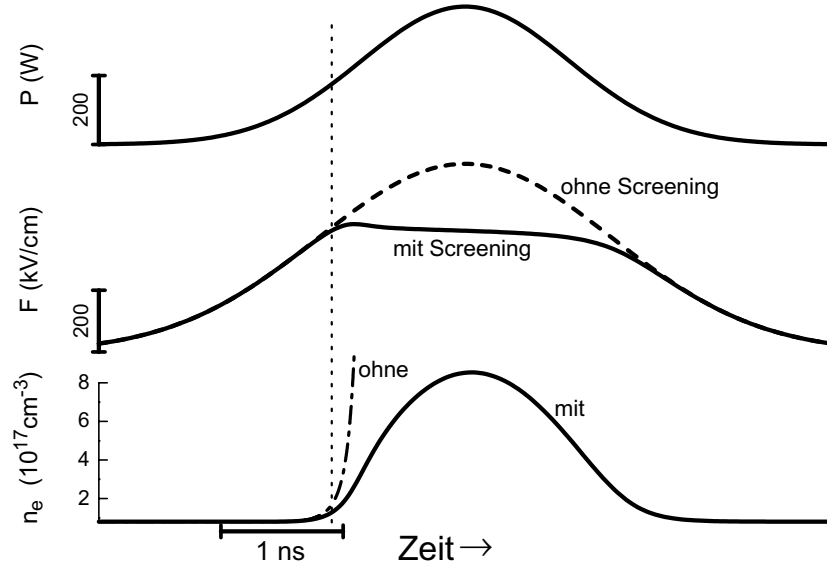


Abbildung 3.8: Ein Gauß-Puls (oben) erzeugt im Kristall ein Feld F (Mitte, durchgezogene Linie), das eine Erhöhung von n_e (unten, durchgezogene Linie) bewirkt. Mit Screening (der Wert von F hängt von n_e ab) werden deutlich kleinere Werte für F erreicht, als ohne (Mitte, gestrichelte Linie). Die THz-Amplituden, die ohne Screening auftreten würden, hätten zur Folge, dass n_e über alle Grenzen wachsen würde (unten, strichpunktierte Linie).

Simulation aus Anhang D berücksichtigt durch die Verwendung eines Ersatzschaltbildes mit dessen Hilfe für jeden Zeitschritt der Wert von F abhängig von P und n_e ausgerechnet wird. Zur besseren Veranschaulichung wurden mit dem Programm die Entwicklungen von F und n_e für einen THz-Puls mit Gauß-Form berechnet und in Abbildung 3.8 dargestellt. Mit steigender Leistung des simulierten Strahlungspuls (oben), der eine Halbwertsbreite von 2 ns hat und dessen $P_m = 400$ W ist, wächst auch das Feld F (Mitte, durchgezogene Linie). Sobald F so groß wird, dass ein merkbare Erhöhung von n_e eintritt (punktierte Linie), flacht der Verlauf von F ab und bildet ein Plateau. Um das Maximum von P herum schirmt die erhöhte Elektronendichte ungefähr ein Drittel des Feldes ab, das sich für ein konstantes n_e aufbauen würde (gestrichelte Linie). Dieser Screening-Effekt verhindert, dass n_e über alle Grenzen steigt (strichpunktierte Linie). Zum Ende des Strahlungspulse hin nimmt n_e wegen der Verluste durch Diffusion in umliegende Bufferschichten wieder ab.

Die Abhängigkeit der Lumineszenz von P_m unter Berücksichtigung des Screening-Effektes wurde mit der Simulation berechnet und mit den experimen-

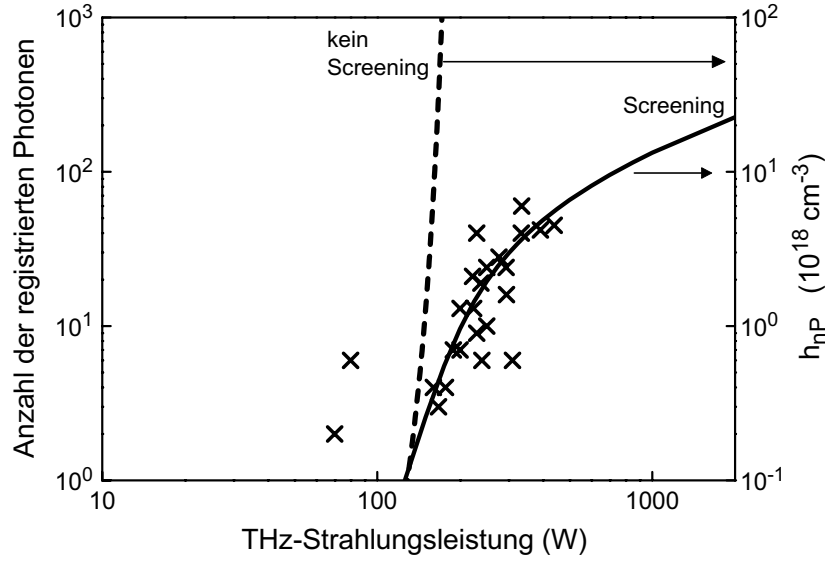


Abbildung 3.9: Leistungsabhängigkeit der Lumineszenz: Die Lawinen (Kreuze) bremsen sich durch einen Screening-Effekt selbst aus. Ein Kristalldurchbruch, der nach der Theorie von Abschnitt 1.3.3 (gestrichelte Kurve) bereits für ~ 200 W erwartet worden wäre, wird durch den Screening-Effekt deutlich hinausgezögert (durchgezogene Linie).

tellen Resultaten verglichen (Abbildung 3.9). Dazu wurde für Gauß-Pulse mit verschiedenem P_m jeweils der Verlauf der Löcherdichte berechnet und das Maximum als h_{nP} identifiziert. Die Kurve für $h_{nP}(P_m)$ (durchgezogene Linie) ist in Übereinstimmung mit den experimentellen Resultaten (Kreuze). Das bedeutet, dass sich die Lawinen durch den Screening-Effekt selbst ausbremsen. Mit steigenden Elektronen- und Löcherdichten macht sich der Screening-Effekt immer mehr bemerkbar. Ohne Screening-Effekt (gestrichelte Linie) wären bereits für Pulse mit $P_m = 200$ W Paardichten von mehr als 10^{24} cm^{-3} erreicht worden, was ohne Zweifel zu Zerstörung des Mikrokristalls geführt hätte. Durch den Screening-Effekt hat der Mikrokristall Pulse mit bis zu 500 W überstanden.

3.4 Terahertzfeld-induzierte Strompulse

Für starke THz-Strahlungspulse trat zusätzlich zur Lumineszenz noch ein weiterer Effekt auf. Durch den Mikrokristall, an dem keine äußere statische Spannung anlag, flossen Strompulse, die durch die THz-Strahlungspulse induziert wurden. Beispiele hierfür sind in Abbildung 3.10 abgebildet. Pulse mit P_m größer als 300 W oder sehr lange Pulse (mit $P < 200$ W) verursachten Strompulse, deren

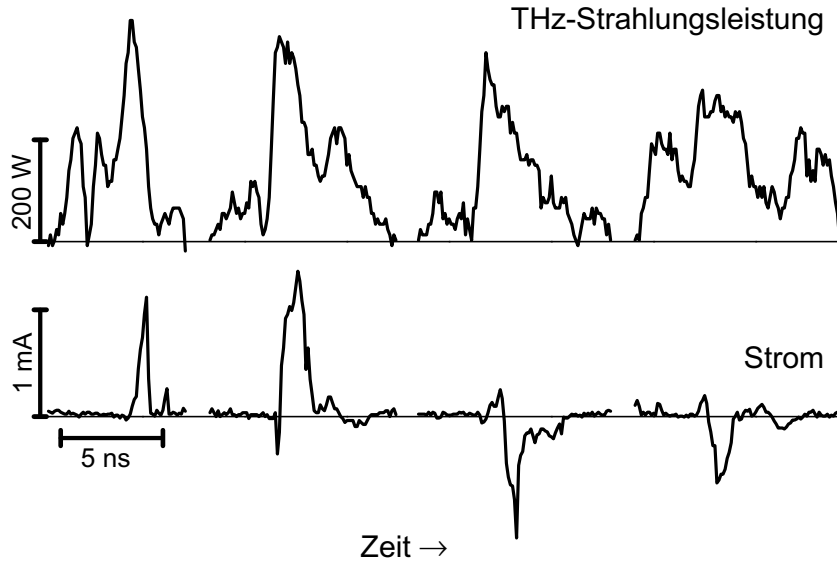


Abbildung 3.10: Beispiele für THz-Feld-induzierte Strompulse

Dauer kürzer war als die Dauer der Strahlungspulse. Die Form und auch die Stromrichtung unterschieden sich von Strompulse zu Strompuls. Ein positiver Wert für den Strom bedeutet, dass Elektronen von der Antenne zum Substrat flossen. Das Einsetzen der Strompulse war wie die Lumineszenz mit einer Schwelle verbunden, die für die Strompulse höher lag als für die Lumineszenz (~ 250 W). Strahlungsleistung und Stromstärke waren über eine Funktion nicht miteinander verknüpfbar.

Die Ursache der Strompulse ist ungewiss. Sie basieren vermutlich auf einem Zusammenspiel von örtlichen und zeitlichen Schwankungen in den Ladungsträgerdichten durch Stoßionisation mit Diffusion von heißen Ladungsträgern, Gitteraufheiz-Effekten und den asymmetrischen Randbedingungen des Mesas. Das Zusammenwirken dieser Faktoren könnte auf zwei unterschiedliche Arten Ströme erzeugen. Zum einen könnte die Erzeugung hoher Ladungsträgerdichten ($< 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) und einer hohen Elektronentemperatur (mehrere 1000 K) in örtlichen Veränderungen des chemischen Potentials um einige zehntel eV resultiert haben. Solche Variationen wären nach einer Abschätzung in der Lage, mit den gemessenen Strömen konsistente Ströme (im mA-Bereich) zu verursachen. Bei der Abschätzung wurden die Beweglichkeit und die Ladungsträgerdichte im Kristall berücksichtigt. Zum anderen könnte auch ein Gradient in der Gittertemperatur über den Seebeck-Effekt einen Strom erzeugen. Eine Abschätzung der Gittertemperatur aus der absorbierten Leistung und der Wärmekapazität des Mesas zeigt, dass in leistungsstarken Strahlungspulsen Gittertemperaturen bis zu 1000 K auftreten könnten. Ein derartiger Unterschied zwischen Mesa und Substrat könnte

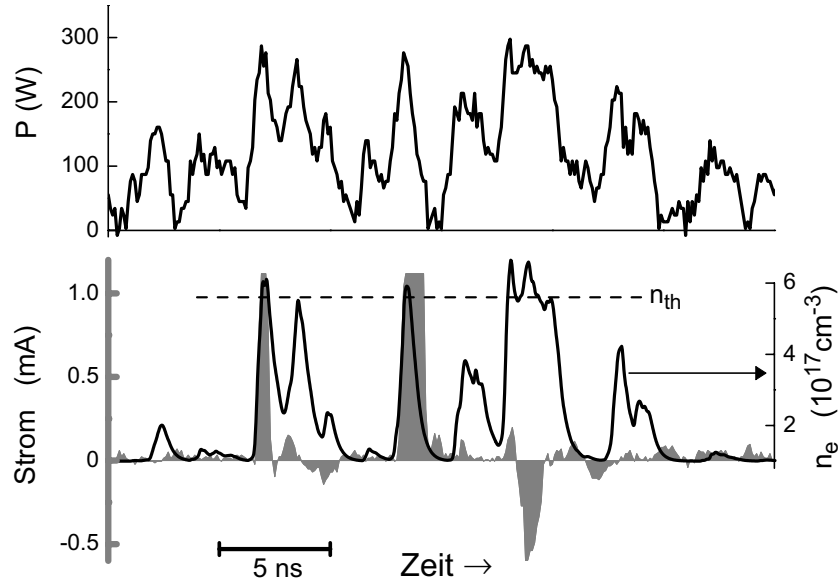


Abbildung 3.11: Ausschnitt aus einem THz-Strahlungspuls (oben). Die simulierte Elektronendichte n_e (unten, durchgezogene Linie, rechte Skala) deutet an, dass die THz-Feld-induzierten Strompulse (unten, graue Fläche, linke Skala) dann auftraten, wenn n_e größer als eine Schwellendichte n_{th} war.

ebenfalls Ströme im mA-Bereich antreiben; der Seebeck-Koeffizient von GaAs bei Zimmertemperatur und einer Elektronendichte von $2,5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ liegt bei $\sim -150 \text{ } \mu\text{V/K}$. Die Veränderung des chemischen Potentials ist ein rein elektronischer Effekt. Sie sollte daher auf einer kürzeren Zeitskala ablaufen als die Veränderung der Gittertemperatur. Wenn elektronischer und phononischer Effekt Ströme in entgegengesetzte Richtungen treiben und unterschiedliche Zeitkonstanten haben, könnten Strahlungspulse mit gleicher Maximalleistung, je nach Pulsform, Strompulse mit unterschiedlicher Länge und Stromrichtung verursachen.

Die Strompulse können nicht das Resultat einer Gleichrichtung sein, wie sie z. B. ein Schottky-Kontakt verursachen würde. Im Beispiel ganz links in Abbildung 3.10 sieht man, dass für die ersten zwei Strahlungspulsspitzen überhaupt kein Strom fließt. In der abklingenden Flanke des dritten Strahlungspulses befindet sich ein Strommaximum. Bei gleichen Leistungen flossen also unterschiedliche Ströme. Würden die Strompulse auf einer Gleichrichtung beruhen, müsste bei gleicher Leistung immer der gleiche Strom fließen. Auch das wechselnde Vorzeichen des Stromes passt nicht zum Bild einer Gleichrichtung.

Einen Hinweis auf die Ursache des schwellenartigen Einsatz der Strompulse liefert die Simulation aus Anhang D. In Abbildung 3.11 ist ein Ausschnitt aus

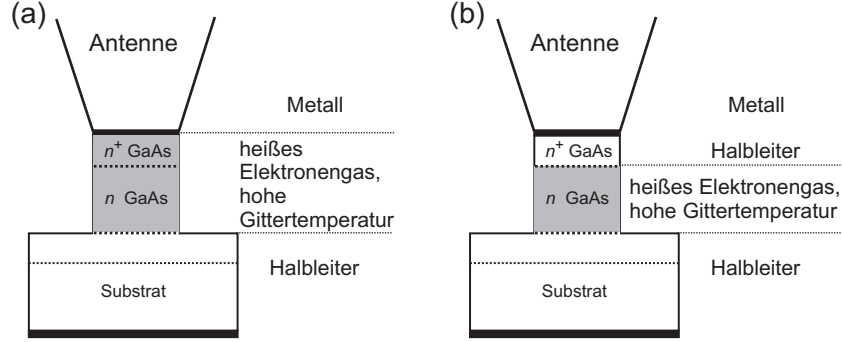


Abbildung 3.12: (a) Für $n_e > n_{th}$ reicht der Hochfeldbereich (graue Fläche) direkt bis an die unsymmetrischen Ränder (Metall bzw. Halbleiter) heran. (b) Für $n_e < n_{th}$ wird der Hochfeldbereich (graue Fläche) auf beiden Seiten von Halbleitermaterial eingeschlossen.

einem Strahlungspulszug (oben) zusammen mit dem gemessenen Strom (unten, graue Fläche, linke Skala) und der, mit der Simulation aus Anhang D berechneten, Elektronendichte n_e in der n -dotierten Schicht des Mesas (unten, durchgezogene Linie, rechte Skala). Die Strompulse traten dann auf, wenn n_e über einen Schwellwert n_{th} ($\sim 6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) anstieg. Es könnte sein, dass bei n_{th} durch die erhöhte Elektronen-Loch-Paardichte die Leitfähigkeit der n -dotierten Schicht so hoch wurde, dass der von der Strahlung aufgeprägte THz-Strom nicht nur in der n -Schicht sondern auch in der oberen n^+ -dotierten Schicht ein hohes Feld verursachte (vgl. Abbildung 3.2). Das hätte zur Folge gehabt, dass nun der gesamte Mesa mit einem heißen Elektronen-Loch-Plasma aufgefüllt war, das auch im gesamten Mesavolumen die Gittertemperatur hoch trieb. Die entsprechende Situation ist in Abbildung 3.12(a) dargestellt. Die asymmetrischen Randbedingungen des Mesas, oben Metall und unten Halbleiter, treten nun besonders deutlich hervor. Das heißt, dass der Hochfeldbereich (grau) mit den heißen Ladungsträgern und der erhöhten Gittertemperatur direkt bis ans Metall bzw. ans Substrat heranreicht. Im Gegensatz dazu, wird für $n_e < n_{th}$ [Abbildung 3.12(b)] der Hochfeld auf beiden Seiten von Halbleitermaterial umgeben.

Kapitel 4

Diskussion der Resultate

4.1 Allgemeines zur Versuchsdurchführung

Alle Daten, die in Kapitel 3 vorgestellt wurden, sind Resultate einer Messreihe mit ein und dem gleichen Mesa. Insgesamt wurden über ein Dutzend Mesas untersucht. Alle zeigten die in Kapitel 3 erwähnten Effekte in gleicher Weise. Dabei wurden Mesas mit unterschiedlichen Durchmessern benutzt und drei verschiedene Frequenzen (1,07 THz, 1,7 THz und 3,3 THz) benutzt. Für die Analyse wurde die Messreihe ausgewählt, für die am meisten Daten vorlagen.

Bei manchen Strahlungspulszügen lag am Kristall eine statische Spannung an, deren Wert von Pulszug zu Pulszug im Bereich von -3 V bis 3 V variiert wurde. Dabei wurde kein Einfluss auf den Einsatz der Lumineszenz oder der Strompulse festgestellt. Geht man von einer homogenen Feldverteilung aus, erzeugt eine Spannung von 3 V im Kristall ein Feld von etwa 30 kV/cm. Verglichen mit dem Feld, das von den THz-Strahlungspulsen erzeugt wurde (mehrere 100 kV/cm) war das statische Feld relativ klein. Es ist daher verständlich, dass die statische Spannung keinen bemerkbaren Einfluss auf die Experimente hatte.

4.2 Frequenzabhängigkeit des Schwellenfeldes

In der Simulation aus Anhang D werden Ionisationsraten verwendet, die für die Stoßionisation in einem statischen Feld berechnet wurden. Diese Ionisationsraten für ein THz-Wechselfeld zu verwenden, erscheint auf den ersten Blick etwas fragwürdig. Eine Berechnung des Ionisationskoeffizienten $\alpha(\nu)$ (Abbildung 1.6) mit der Theorie von Prof. Keldysh deutete bereits an, dass für Frequenzen bis einige THz kaum ein Unterschied zwischen $\alpha(0)$ und $\alpha(\nu)$ existiert und die Verwendung von statischen Ionisationsraten in der Simulation gerechtfertigt ist. Ab etwa 10 THz fällt dann α steil ab. Es erschien deshalb interessant herauszufinden, wie sich dieser Abfall auf den Einsatz der Stoßionisationslawinen auswirken wird. Als Schwellenfeld F_{th} wurde das Feld definiert, das zu einer Lawinenan-

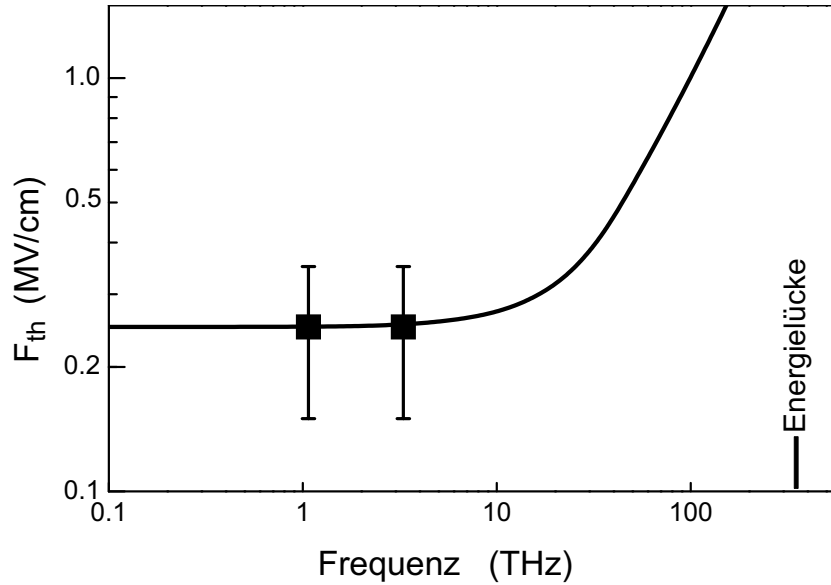


Abbildung 4.1: Frequenzabhängigkeit des Schwellenfeldes nach der Keldysh-Theorie (durchgezogene Linie) und Vergleich mit dem Experiment (Quadrate).

wachszeit $\tau_L = 2$ ns führt. Dieses Feld markierte im Experiment den Einsatz der Lumineszenz. Es ist jedoch kein Feld, das aus irgendeinem tiefer gehenden physikalischen Grund ausgezeichnet ist. Wie nah an den Beginn einer Lawine heran Lumineszenz gemessen werden kann, hängt vom jeweiligen Versuchsaufbau ab. Je nach Versuchsaufbau bestimmen viele Faktoren, wie die Empfindlichkeit des Photomultipliers, die Dotierung des Kristalls oder das Volumen des Kristalls, ab welcher Feldstärke Lumineszenz gemessen werden kann. Mit dem Programm aus Anhang C wurde für verschiedene Frequenzen jeweils F_{th} berechnet.

Die theoretische Frequenzabhängigkeit von $F_{th}(\nu)$ zeigt bei niedrigen Frequenzen (0,1 THz bis 10 THz) einen flachen Verlauf (Abbildung 4.1, durchgezogene Linie), der konsistent ist mit dem Einsatz der Lumineszenz im Experiment (Quadrate); eine Analyse der Daten, die für $\nu = 1,07$ THz aufgenommen wurden, resultierte in einem ähnlichen Wert für F_{th} wie für $\nu = 3,3$ THz. Die Experimente bei der dritten Laserlinie ($\nu = 1,7$ THz) brachten zu wenig Daten um hier eine Aussage zu treffen. Die Fehlerbalken spiegeln wieder, dass es sich bei dieser Arbeit um eine erste Beobachtung und qualitative Untersuchung der Stoßionisationslawinen in GaAs handelt. Die größten Anteile an den Fehlerbalken haben zum einen die ungenaue Bestimmung der Absolutwerte für die Gesamtenergie in einem Strahlungspuls, zum anderen die ungewisse Ankopplung der Strahlung an den Winkelreflektor. Im Ferninfrarot-Bereich ist eine absolute Leistungsbestimmung immer noch keine triviale Anforderung und gerade bei gepulster Strahlung

erscheint eine Ungenauigkeit von einem Faktor 2 plausibel. Bei der Einkopplung in den Winkelreflektor ist der verwendete Wert von etwa 1% zwar auf langjährige Erfahrung im Umgang mit diesem Antennensystem begründet, aber auch hier ist eine Ungenauigkeit von etwa einem Faktor 2 einzurechnen.

Ab etwa 10 THz steigt $F_{th}(\nu)$ mit steigender Frequenz immer mehr an. Für hohe Frequenzen ($\nu > 50$ THz) wird $F_{th}(\nu) \propto \omega$. Während α von 10 THz bis 100 THz um mehr als 10 Größenordnungen abfällt, steigt F_{th} nur um einen Faktor 3 an. In der Auftragung von Abbildung 4.1 ist $F_{th}(\nu)$ nicht von einer Kurve $K(\nu)$, beschrieben durch $K(\nu) = F_{th}(0)[1 + \omega^2 \tau_K^2]^{-0.5}$, zu unterscheiden. Dabei ist $\tau_K = 6$ fs. Der Vergleich deutet an, dass die Frequenzabhängigkeit von F_{th} durch die Abnahme der Heizrate mit der Frequenz dominiert ist und dass die Phononengetriebene Diffusion gegenüber der Feld-getriebenen Diffusion vernachlässigbar ist.

4.3 Multiphotonionisation als alternativer Prozess?

In einem intensiven Wechselfeld gibt es neben der Stoßionisation noch einen weiteren Prozess, der zu einer Vermehrung der Ladungsträger bzw, zu einem Auftreten eines Elektron-Loch-Plasmas führen konnte, die Multiphotonionisation. Dies ist ein Prozess, bei dem ein Valenzbandelektron mehrere Photonen, die jeweils eine Quantenenergie haben, die kleiner als die Energielücke des Halbleiters ist, gleichzeitig absorbiert und so ins Leitungsband gelangt. Dieser Prozess wird mit wachsender Ordnung, also mit der Anzahl der gleichzeitig absorbierten Photonen, unwahrscheinlicher. Die Frequenzen, bei denen in dieser Arbeit experimentiert wurde, machen Prozesse 100. Ordnung (3,3 THz) bzw. 300. Ordnung (1,1 THz) nötig. Diese sind selbst bei den höchsten Feldamplituden, mit denen hier gearbeitet wurde, unwahrscheinlich. Um diese Wahrscheinlichkeit quantitativ besser in den Griff zu bekommen, wird im Folgenden mit einer 1965 von Keldysh veröffentlichten Theorie [98] die Multiphotonionisation mit der Stoßionisation verglichen.

Da die Multiphotonionisation in erster Näherung von der bestehenden Elektronendichte unabhängig ist, die Stoßionisationsrate jedoch mit der vorhandenen Elektronendichte wächst, ist es nicht so ganz klar, wie die beiden zu vergleichen sind. Für den Vergleich nehmen wir an, dass beide Ionisationsmechanismen in einer Zeit $\Delta t = 2$ ns gleich viele Ionisationsprozesse auslösen sollen. Bei Stoßionisation herrscht bei einem Feld F_{th} , ausgehend von $n_D = 8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ nach Δt eine Elektronendichte von $\exp(t/\tau_L)n_D \approx 2,2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Das heißt, es wurden $1,4 \times 10^{17}$ Ionisationsprozesse pro cm^3 initiiert. Für die zeitlich konstante Ionisationsrate r_{mp} der Multiphotonionisation ergibt sich damit $r_{mp} = 0,7 \times 10^{17} \text{ ns}^{-1} \text{ cm}^{-3}$. Mit dem in Anhang E beschriebenen Programm wurde die Theorie [98] für GaAs angewendet und für verschiedene Frequenzen das Feld

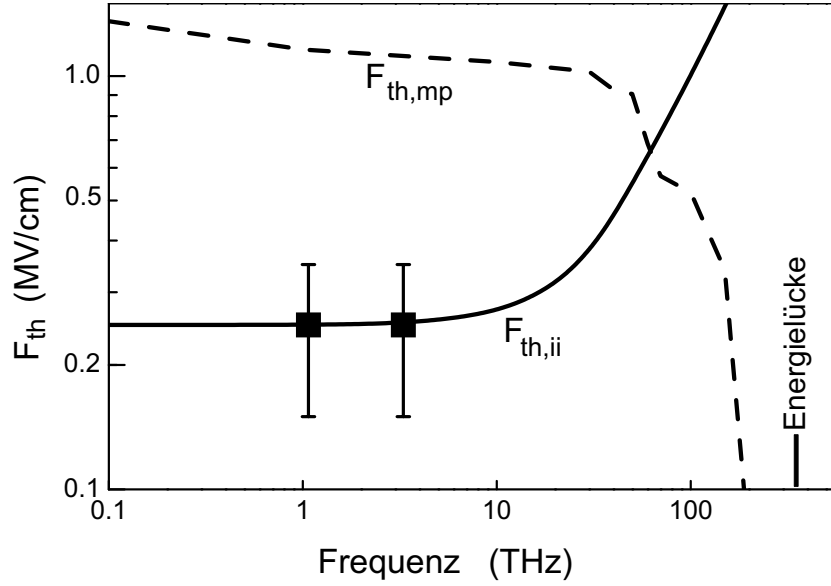


Abbildung 4.2: Vergleich der Schwellenfelder für Stoßionisation $F_{th,ii}$ (durchgezogene Linie) und für Multiphotonionisation $F_{th,mp}$ (gestrichelte Linie).

$F_{th,mp}$ ausgerechnet, das r_{mp} liefert. Abbildung 4.2 wird $F_{th,mp}$ mit dem Schwellenfeld für Stoßionisation, $F_{th,ii}$, verglichen. Bei niedrigen Frequenzen liegt $F_{th,mp}$ erwartungsgemäß deutlich höher als $F_{th,ii}$. Der Unterschied ist so groß, dass eindeutig ausgeschlossen werden kann, dass die Multiphotonionisation einen entscheidenden Anteil an den Lumineszenzpulsen hat. Bis zu Frequenzen von etwa 20 THz bleibt $F_{th,mp}$ auf ähnlich hohem Niveau, fällt dann mit steigender Frequenz stark ab. Der Schnittpunkt der Kurven für die beiden Schwellenfelder (~ 50 THz) entspricht Multiphotonprozessen etwa siebter Ordnung. Oberhalb der Schnittfrequenz dürfte Multiphotonionisation entscheidend den Einfluss intensiver Strahlungsfelder auf GaAs bestimmen. Zur besseren Orientierung ist die Frequenz, die der Energielücke von GaAs entspricht, angegeben.

4.4 Vergleich mit anderen Arbeiten

Während der Arbeit an dieser Dissertation sind Publikationen zur Stoßionisation in GaAs unter dem Einfluss von gepulster Strahlung im mittleren Infrarotbereich veröffentlicht worden [99, 100, 101]. In diesen Arbeiten wurden GaAs-Kristallplättchen direkt, also ohne Antennensystem, bestrahlt. Dafür wurde gepulste Strahlung verwendet, die von einem Freie-Elektronen-Laser stammten. Die Dauer der Pulse war deutlich kürzer (~ 5 ps) und die Frequenz deutlich höher (30 und 42 THz) als in dieser Arbeit. Die Bestrahlung resultierte in Lumineszenz-

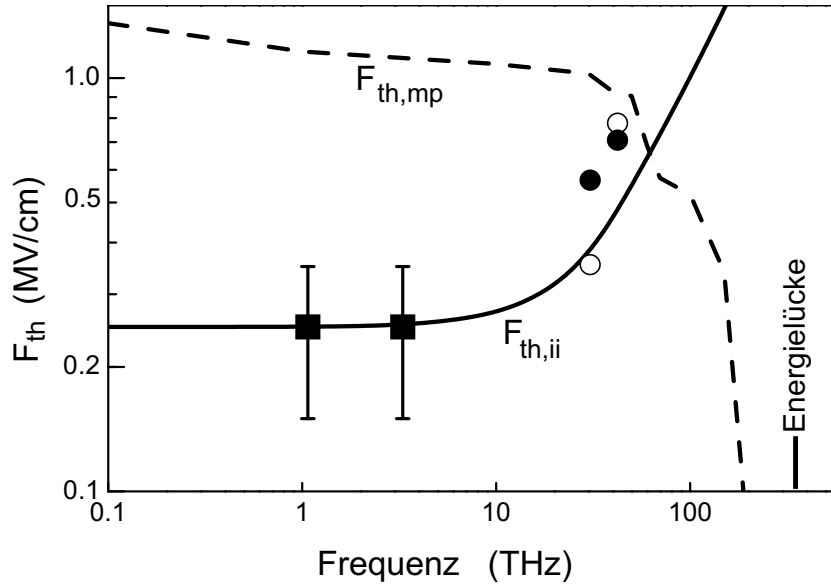


Abbildung 4.3: Im Rahmen der experimentellen Genauigkeit (siehe Fehlerbalken) sind die experimentellen Werte dieser Arbeit (Quadrate) mit der Keldysh-Theorie (durchgezogene Linie) und den experimentellen (Kreise) und theoretischen (Punkte) Ergebnissen einer anderen Arbeit (Ref. [100]) konsistent.

strahlung, die zurückgeführt wurde auf Interbandrekombination von Elektron-Loch-Paaren, die durch Stoßionisation erzeugt wurden. Die Ladungsträgermultiplikation, die während eines THz-Strahlungspulses auftrat, blieb auf einen Faktor 2 begrenzt. Die Autoren haben also nicht die Ausbildung von Stoßionisationslawinen untersucht, sondern die Ionisationsraten für Elektron-initiierte Stoßionisation.

In Abbildung 4.3 sind experimentelle (Kreise) und theoretische (Punkte) Werte für Schwellenfelder angegeben, die aus Ref. [100] stammen. Dabei wurde der Unterschied in der Dauer der Strahlungspulse berücksichtigt. Die Kurve für $F_{th,ii}$ wurde für $\tau_L = 2$ ns berechnet. Für einen Pulse mit einer Dauer $t = 5$ ps ergibt sich eine Erhöhung der Elektronendichte um einen Faktor $\exp(t/\tau_L) - 1 \approx 0,0025$. Die Daten dieser Arbeit wurden also mit Werten aus Ref. [100] verglichen, die einer Erhöhung der Elektronendichte um 0,25% entsprechen. Die theoretischen Werte sind mit Hilfe einer Monte-Carlo-Methode [99, 101] unter Berücksichtigung der gesamten Bandstruktur berechnet worden. Sie liegen etwas höher als Werte, die aus der Keldysh-Theorie folgen, deuten aber die gleiche Frequenzabhängigkeit an. Die experimentellen Werte für das Schwellenfeld für 30 und 42 THz liegen beide höher als bei 1 und 3 THz. Sie zeigen einen deutlich stärkeren Anstieg als

nach beiden Theorien erwartet. In Anbetracht der experimentellen Genauigkeit und der Vereinfachungen, die in den Theorien stecken, fügen sich alle Werte konsistent in das Gesamtbild ein: Die Wechselwirkung von intensiver THz-Strahlung mit GaAs wird für Frequenzen unterhalb einer Übergangsfrequenz (~ 50 THz) von der Stoßionisation dominiert und oberhalb der Übergangsfrequenz durch Multiphotonionisation; das Schwellenfeld für Stoßionisation ist unterhalb von 10 THz annähernd konstant und steigt für hohe Frequenzen proportional zur Frequenz. Einen solchen Anstieg eines Schwellenfeldes für Stoßionisation fanden auch Ganichev *et al.* (Ref. [102]) als sie InSb, einen Halbleiter mit kleiner Energielücke ($\sim 0,2$ eV) bei Frequenzen zwischen 0,7 und 3,3 THz untersuchten. Aufgrund der geringen Streurate (~ 1 ps $^{-1}$) liegen diese Frequenzen für InSb im Bereich $\omega\tau > 1$.

4.5 Theoretische Beschreibung

Die Keldysh-Theorie beinhaltet einige wesentliche Vereinfachungen, die der Theorie eher qualitativen als quantitativen Charakter verleihen. In der Theorie wird so getan, als könnten Löcher keine Ionisationsprozesse auslösen. Löcher können jedoch genauso wie Elektronen durch Beschleunigung im Feld Energien oberhalb von E_I erreichen und damit Stoßionisation auslösen. Die Ionisationskoeffizienten für Löcher und Elektronen sind ähnlich groß [52], so dass eine prinzipielle Vernachlässigung der Löcher nicht gerechtfertigt ist. Die Stoßionisationslawinen sind in ihrer Anfangsphase hauptsächlich von den Prozessen, die durch Elektronen ausgelöst werden, dominiert, da durch die n -Dotierung die Elektronendichte ungleich höher ist als die Löcherdichte. Nach einer Verdopplung der Elektronendichte, kann eine Vernachlässigung der Stoßionisation durch Löcher nicht mehr als eine gute Näherung betrachtet werden.

Die Verwendung einer konstanten effektiven Masse für den gesamten Energiebereich wird der Komplexität der Bandstruktur nicht gerecht. Auch die Behandlung der unterschiedlichen Streumechanismen mit einer effektiven Relaxationszeit-Näherung missachtet k -Vektor abhängige Effekte und Einflüsse. Hier bieten sich numerische Methoden an, die mit einer kompletten Bandstruktur rechnen und auch für die Streumechanismen Impuls- und Energieerhaltung berücksichtigen. So komplexe Rechnungen haben allerdings den Nachteil, dass man Probleme hat festzustellen, wodurch ein Effekt hauptsächlich verursacht wird.

Die Keldysh-Theorie ist eine lokale Theorie. Um sie auf ein gegebenes Mesavolumen anzuwenden, wird so getan, als ob im gesamten Mesavolumen das gleiche Feld und die gleiche Ladungsträgerdichte herrscht. In Wahrheit sind beide Größen vom Ort abhängig und werden stark durch örtliche Diffusion gerade der heißen Ladungsträger beeinflusst. Dadurch werden auch die Ionisation und die Rekombination ortsabhängig. Dabei spielt die nichtstrahlende Rekombination eine wich-

tige Rolle, vor allen Dingen bei Elektronen-Loch-Paardichten $\lesssim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Trotz all dieser Vereinfachungen konnte, mit den gewählten theoretischen Methoden das Experiment qualitativ beschrieben und im wesentlichen verstanden werden. In diesem Zusammenhang sei erwähnt, dass in anderen Arbeiten ganz ähnliche Methoden zur Beschreibung der Wechselwirkung von intensiver elektromagnetischer Strahlung mit Festkörpern gewählt wurden [103, 104, 105, 106, 107]. Holway leitete eine Theorie für den Strom von Elektronen entlang der Energieachse unter Einfluss eines Wechselfeldes her [103, 104]. Diese Theorie basiert auf einer Fokker-Planck-Gleichung, der Gleichung 1.11 sehr ähnlich, und ist im weiteren Vorgehen mit Abschnitt 1.3.1 vergleichbar. Mit Hilfe dieser Theorie beschrieben Sparks *et al.* (Ref. [105]) den Durchbruch von NaCl durch Stoßionisation in Strahlungspulsen mit Frequenzen bei 30 und 300 THz. Sparks *et al.* beschrieben dabei bereits recht detailliert die Phononenstreuprozesse mit k -Vektor-abhängigen Übergangswahrscheinlichkeiten und Phononendispersion. Basierend auf den Arbeiten von Holway analysierten Stuart *et al.* (Ref. [106, 107] den Durchbruch von Quarzglas und verschiedenen Fluoriden. Dabei behandelten sie sowohl Stoßionisationsprozesse als auch Multiphotonprozesse, für die sie die Keldysh-Theorie [98] verwendeten. Sie stellten fest, dass das Ionisationsplasma einen bedeutenden Anteil der einfallenden Strahlung reflektiert, ein Effekt vergleichbar dem in dieser Arbeit beschriebenen Screening-Effekt. Die Keldysh-Theorie zur Multiphotonionisation beinhaltet gleichzeitig auch Tunnelionisation. Simanovskii *et al.* (Ref. [108]) bestrahlten im Optischen transparente Dielektrika mit Laserpulsen im mittleren Infrarotbereich (5 - 8 μm). Für Dielektrika mit kleiner Energielücke ($\sim 3 \text{ eV}$) fanden sie, dass für die Erzeugung des Plasmas die Tunnelionisation hauptverantwortlich ist .

Kapitel 5

Ausblick: Transient-pulse nonlinear spectroscopy mit „neuen“ Materialien

Der Ausblick ist aufgeteilt in zwei Bereiche. Der erste Bereich betrifft die Stoßionisationslawinen, die genauer untersucht und beschrieben werden sollten. Durch weitere Experimente, bei denen noch mehr Aufwand betrieben wird, um die Feldstärke im Kristall präziser zu bestimmen, und noch mehr Daten aufgenommen werden, um statistische Fehler zu verringern, könnten die gemessenen Effekte quantitativ detaillierter untersucht werden. Wünschenswert wären auch mehr Punkte auf der Frequenzskala (vor allem zwischen 10 und 20 THz). Hier würden sich Experimente mit FELIX, dem Freie-Elektronen-Laser in Holland, anbieten, da dort leistungsstarke Strahlungspulse bei interessanten Frequenzen zur Verfügung stehen. Die theoretische Beschreibung wird, wie schon in Abschnitt 4.5 besprochen, der Komplexität der Bandstruktur und der Streumechanismen nicht gerecht. Wenn man beides adäquat berücksichtigen würde, könnte man der Theorie mehr quantitativen Charakter verleihen. Auch könnte man den Aufbau des elektrischen Feldes im Kristall mit einer selbstkonsistenten Beschreibung besser verstehen, wobei man ortsabhängige Größen für die Ionisation, die Diffusion und die Gittertemperatur einführen sollte.

Der zweite Bereich betrifft die „Transient pulse nonlinear spectroscopy“-Methode. Diese Spektroskopiemethode stellt, wie in dieser Arbeit demonstriert wurde, ein hilfreiches Instrument dar, um die Wechselwirkung zwischen THz-Strahlung und Materie zu studieren. Ein möglicher nächster Schritt wäre es, die Methode zu nutzen um andere Halbleiter mit großer Bandlücke, z. B. GaN, zu untersuchen. GaN ist interessant wegen seiner hohen Durchbruchfeldstärke und seinen kurzen Energierelaxationszeiten, die es evtl. erlauben, Oszillatoren herzustellen, deren Frequenzen höher sind als die Oszillationsfrequenzen von Gunn-Dioden auf GaAs-Basis. Moderne Halbleiterheterostrukturen zeigen eine Menge neuer Effekte, zu deren Untersuchung auch die Spektroskopiemethode einen

Beitrag liefern kann. Etwa spekulativer ist der Einsatz zur Untersuchung von biologischen Materialien. Der Spektroskopiemethode könnte damit ein weiteres aktuelles Feld offen stehen, innerhalb dessen sie sich vor allem zur Untersuchung nichtlinearer Effekte anbietet.

Zusammenfassung

In der Arbeit wurde die Erzeugung von Terahertzfeld-induzierten Stoßionisationslawinen in GaAs-Mikrokristallen beschrieben. Für die Erzeugung der Stoßionisationslawinen wurde gepulste, leistungsstarke Ferninfrarotstrahlung (Frequenz etwa 1 THz) mit Hilfe einer Antenne in einem n -dotierten GaAs-Mikrokristall konzentriert. Dadurch wurden Feldstärken erreicht, bei denen ein Elektron-Loch-Plasma durch Interband-Stoßionisation erzeugt wurde. Die Stoßionisation wurde nachgewiesen mit Hilfe der Lumineszenzstrahlung, die oberhalb eines Schwellenwertes für die Leistung der THz-Strahlung auftrat. Das Lumineszenzsignal stieg rapide mit der Leistung der THz-Strahlung an. Das Plasma reduzierte die THz-Feldstärke im Kristall und bremste die Ausbildung der Lawine. Die stärksten THz-Strahlungspulse wurden von Strompulsen begleitet. Die Strompulse folgten vermutlich aus einem Zusammenwirken der Diffusion heißer Ladungsträger, dem Gradienten in der Gittertemperatur und der Unsymmetrie des Mikrokristalls und seiner Umgebung. Für die Untersuchung wurde die „Transient-pulse nonlinear spectroscopy“-Methode entwickelt und verwendet. Diese Spektroskopiemethode ermöglicht es, die Pulsform und die absolute Leistung eines Ferninfrarot-Strahlungspulses zu messen und synchron den von diesem Strahlungspulse hervorgerufenen Respons einer Proben zu registrieren.

Die Experimente wurden an n -dotierten GaAs-Mikrokristallen durchgeführt. Mit Hilfe der Molekularstrahlepitaxie wurde auf einem n^+ -dotiertem Substrat ein n -dotierter Kristall aufgewachsen, dessen Dotierprofil sich in Wachstumsrichtung aus einer hochdotierten, einer niedrigdotierten und wieder einer hochdotierten Schicht zusammen setzte. Mit Mikrostrukturierungstechniken wurden die Kristalle zu Mikrokristallen geformt (Höhe 1 μm , Durchmesser 1 μm). An der Oberseite der Mikrokristalle und an der Unterseite des Substrates wurden ohmsche Kontakte angebracht, die es erlaubten, in Wachstumsrichtung einen Strom durch den Mikrokristall zu schicken. Die Dioden wurden in ein Winkelreflektor-Antennensystem eingebaut, das es ermöglichte, Ferninfrarot-Strahlung (Wellenlänge 100 - 300 μm) im Mikrokristall zu konzentrieren. Als THz-Strahlungsquelle diente ein CO_2 -Laser-gepumpter Ferninfrarot-Gaslaser, der Pulse (Dauer etwa 1-2 ns) mit einer hohen Spitzenleistung (~ 10 kW) emittierte.

Die „Transient-pulse nonlinear spectroscopy“-Methode benützt die Strahlungspulse des THz-Gaslaser, der im Multimoden-Betrieb arbeitete und einen

etwa 100 ns langen Pulszug emittierte. Ein Pulszug bestand aus einigen zehn Einzelpulsen, die aufgrund der Modenkopplung willkürlich stark waren. Jeder Pulszug war ein Unikat, es war deshalb nicht möglich, erst den Verlauf der Leistung zu bestimmen und dann den Verlauf der Probenantwort. Mit Hilfe einer Blende wurden Moden einer Richtung ausgewählt. Der Laserstrahl wurde in einen Haupt- und einen Nebenstrahl aufgespalten, wobei die Leistung im Nebenstrahl proportional zur Leistung im Hauptstrahl war. Dann wurde mit einem Referenzdetektor die momentane Leistung im Nebenstrahl gemessen und gleichzeitig die momentane Antwort der Probe im Hauptstrahl. Diese Methode ermöglichte es, die komplette Leistungsabhängigkeit eines THz-Feld-induzierten Effektes mit einem Einzelpuls zu vermessen. Die Leistung im Hauptstrahl konnte durch kalibrierte Abschwächer unabhängig vom Nebenstrahl variiert werden. Das verlieh der Methode einen großen dynamischen Bereich, der nicht durch den dynamischen Bereich des Detektors im Nebenstrahl limitiert wurde.

Durch die Kombination eines leistungsstarken Lasersystems mit einer Antennenanordnung wurden nahe 1 THz so hohe Feldstärken erreicht, dass es möglich war, Ladungsträgervervielfachung durch Interbandstoßionisation in GaAs zu studieren. Unter dem Einfluss der starken THz-Felder emittierten die GaAs Mikrokristalle Lumineszenzstrahlung im Nahinfrarotbereich, die bei Elektronen-Loch-Rekombinationsprozessen entstand. Die Lumineszenz setzte bei einer Schwellenleistung (~ 150 W) ein und stieg dann rapide an. Aus den höchsten Werten des Lumineszenzsignals wurde eine Plasmadichte ($\sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) abgeschätzt, deren Wert den Schluss erlaubte, dass sich Ionisationslawinen bis zur siebten Generation ausbildeten. Eine Erhöhung der Ladungsträgerdichte verringerte das THz-Feld im Kristall und führte zu einer Beschränkung der Lawinen. Wegen dieser Feldabschirmung war ein Kristall resistenter gegen elektrischen Durchbruch, als eine einfache Rechnung hatte vermuten lassen. Unter Berücksichtigung der Antenneneffizienz wurde aus der Schwellenleistung eine Schwellenamplitude (300 - 400 kV/cm) für das Einsetzen von Terahertzfeld-induzierter Ladungsträgermultiplikation abgeschätzt; als Kriterium wurde eine Multiplikation um einen Faktor $\exp(1)$ in 2 ns angesetzt.

Die stärksten THz-Strahlungspulse waren begleitet von Strompulsen, die parallel zur Achse des THz-Feldes durch den Kristall flossen, an den von außen keine Spannung angelegt war. Die Dauer der Strompulse war kürzer als die Dauer der THz-Pulse und es traten Ströme in beiden Achsenrichtungen auf. Die Ursache für die Strompulse war wahrscheinlich ein Zusammenwirken von Diffusion heißer Ladungsträger, einem Gittertemperaturgradienten und der unsymmetrischen Umgebung des n -dotierten Mikrokristalls. Unterschiedlich schnelle Diffusion von Elektronen und Löchern könnte eine Verschiebungen des chemischen Potentials und entsprechende Ströme bewirkt haben. Verschiedene Wärmeleitfähigkeiten von Metall (Antenne) und Halbleiter (Substrat) am Rand des n -dotierten Mikrokristalls könnten einen Temperaturgradienten verursacht haben, der Ursache für einen Strom in der entgegengesetzten Richtung war.

Eine Analyse des Experiments lieferte Ionisationsraten, die vergleichbar sind mit den Ionisationsraten in einem statischen Feld einer Feldstärke, die dem Effektivwert der THz-Feldamplitude entspricht. Die Frequenzabhängigkeit der Schwellenamplitude wurde im Rahmen einer bereits früher von L. Keldysh erarbeiteten Theorie berechnet. Dabei wurde ein einfaches Modell für GaAs verwendet, in dem alle Elektronen die gleiche effektive Masse hatten und eine gemittelte, energieabhängige Streurate angenommen wurde. Die Schwellenamplitude war für Frequenzen unterhalb von 10 THz konstant und ging für höhere Frequenzen proportional mit der Frequenz. Die Berechnung ist konsistent mit den Experimenten dieser Arbeit und den Ergebnissen anderer Arbeiten bei höheren Frequenzen (30 und 42 THz). Eine weiterer Prozess, über den ein starkes THz-Feld ein Elektron-Loch-Plasma erzeugen könnte, ist die Multiphotonabsorption. Mit einer bereits früher veröffentlichten Theorie über Multiphotonionisation wurde die Feldamplitude abgeschätzt, die die gleiche Ionisationsrate erzeugt wie die Schwellenamplitude für Stoßionisation. Der Vergleich zeigt, dass die Schwellenamplitude für die Stoßionisation bei Frequenzen unterhalb von 10 THz deutlich (Faktor 5) niedriger liegt als für die Multiphotonionisation, die deswegen nicht als Erklärung für die beobachtete Lumineszenz in Betracht kommt.

Das Verhalten von Materie in starken THz-Feldern ist ein Forschungsgebiet, das seit dem Erscheinen der ersten THz-Laser vor etwa 30 Jahren, noch immer aktuell und im Anwachsen ist. Die vorliegende Arbeit erweiterte die in diesem Gebiet zur Verfügung stehenden experimentellen Methoden und lieferte Resultate, die dazu beitragen, das Verhalten von Halbleitern in starken THz-Feldern zu verstehen.

Anhang A

Reversibler Durchbruch im statischen Feld

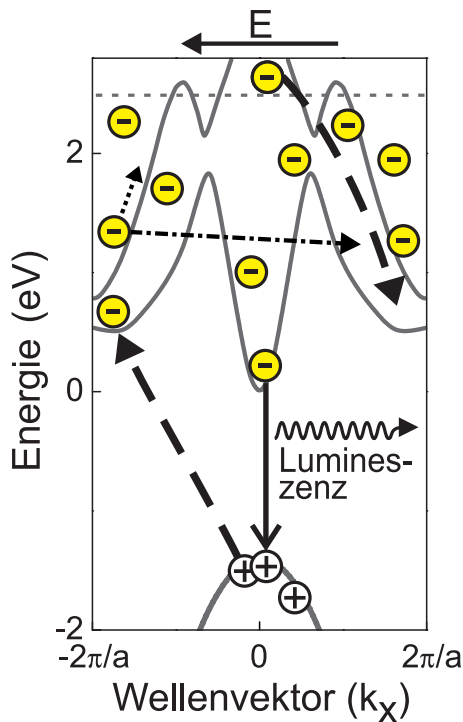


Abbildung A.1: Prinzipbild zum Durchbruch im statischen Feld

sind die Prozesse angedeutet, die für die Entstehung der Zustände am wichtigsten waren. Dargestellt sind die ersten zwei Energiebänder von GaAs für die Δ -Richtung von Γ nach X (graue Kurven) und Ladungsträger (Kreise mit Ladungszeichen), deren Wellenvektor zur Darstellung auf die Δ -Richtung projiziert wurde. Elektronen wurden vom statischen elektrischen Feld entlang der Dispersi-

Dieses Kapitel handelt von einer Instabilität in der Stromleitfähigkeit von GaAs Mikrokristallen, die auftrat, wenn man eine kritische *statische* Spannung an das Bauteil anlegte. Die Instabilität führte zu einer Hysterese in der UI-Charakteristik und wurde auf einen Stoßionisations-Durchbruch zurückgeführt. Der Durchbruch war reversibel, weil eine Strombegrenzung eine übermäßige Bauteilbelastung verhinderte. Der Ursprung der Strombegrenzung, die bei Spannungen oberhalb der kritischen Spannung zu Plateaus in der UI-Kurve führte, wird diskutiert und das Experiment wird kurz in Zusammenhang mit anderen Schaltexperimenten gestellt.

In Abbildung A.1 ist das Prinzip des Experiments skizziert. Das Bild zeigt den Zustand des heißen Elektronensystems, der sich einstellt hat, wenn an den Kristall eine Spannung oberhalb der Durchbruchspannung angelegt worden war. Zusätzlich

on beschleunigt (punktierter Pfeil) und durch Deformationspotential-Streuung (strich-punktierter Pfeil) auf verschiedene Täler (Γ , X , L) und Bänder verteilt. Hochenergetische Elektronen führten zu Stoßionisation (gestrichelte Pfeile). Elektronen-Loch-Rekombination erzeugte Lumineszenzstrahlung (Pfeil).

A.1 Gepulste Kennlinienmessung

Um das Schaltverhalten von GaAs-Mikrokristallen zu untersuchen, wurden zwei Messmethoden verwendet, auf die im folgenden mit „Methode A“ und „Methode B“ Bezug genommen wird. Mit beiden Messmethoden wurden mit kurzen Pulsen (einige zehn Nanosekunden) ein UI-Kennlinien aufgenommen. Methode A, deren Schaltskizze in Abbildung A.2(a) dargestellt ist, wurde von Raimund Summer im Rahmen seiner Doktorarbeit entwickelt [109]; sie wurde hier noch um die Messung der Lumineszenz mit einem Photomultiplier erweitert. Der Photomultiplier wurde von Herrn Dipl.-Ing. (FH) Meier aufgebaut [93].

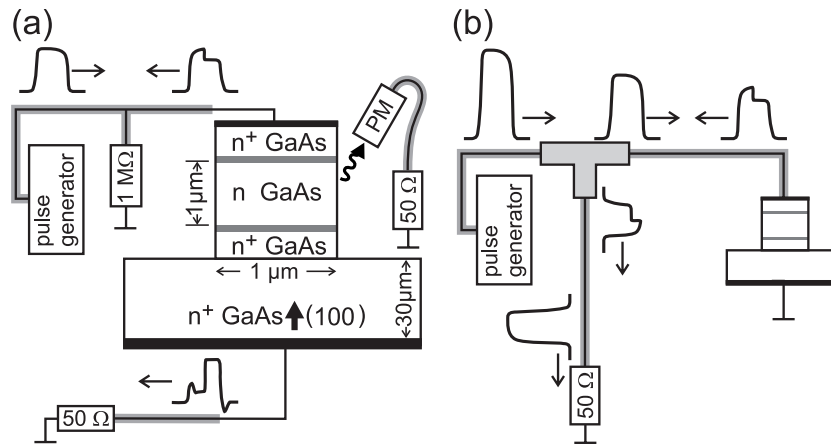


Abbildung A.2: Aufbau der Pulsmessmethoden: (a) Aufbau mit besserer Stromauflösung aber geringerer zeitlicher Auflösung. (b) Aufbau mit besserer zeitlicher Auflösung aber geringerer Stromauflösung.

Ein Puls-Generator koppelte einen elektrischen Puls (variable Halbwertsbreite 20–100 ns) in eine 50 Ω-Koaxialleitung (schwarze Linie mit grauem Rand) ein. Die Pulsform wurde mit einem Oszilloskop aufgezeichnet, indem ein (vernachlässigbar) kleiner Teil abgezweigt wurde (Eingangswiderstand 1 MΩ). Der eingekoppelte Puls (Puls mit Pfeil nach rechts) wurde mit dem Koaxialkabel an die Probe geleitet und dort, abhängig vom Probenwiderstand, zum Teil reflektiert. Die Pulsform des reflektierten Pulses (oberer Puls mit Knick und Pfeil nach links) wurde wieder aufgezeichnet. Die veränderte Pulsform deutet einen span-

nungsabhängigen Widerstand der Probe an. Der durch die Probe transmittierte Puls (unterer Puls mit Pfeil nach links) wurde über ein weiteres Koaxialkabel zu einem Oszilloskop geleitet (Eingangswiderstand $50\ \Omega$) und dort aufgezeichnet. Die vom Kristall ausgehende Lumineszenzstrahlung wurde auf einen Photomultiplier fokussiert. Das Signal des Photomultipliers (spektraler Empfindlichkeitsbereich ca. 200–900 nm) wurde ebenfalls mit einem Oszilloskop (Eingangswiderstand $50\ \Omega$) aufgezeichnet. Um den transmittierten Puls an ein Oszilloskop leiten zu können, musste die Probe erdfrei angeschlossen sein. Das Ende der grauen Einfassung der Koaxialkabel im Bild deutet an, dass am Anschluss der Probe die beiden Koaxialkabel in einfache Drahtleitungen übergingen, was bewirkte, dass der Strom parallel zum Kristall durch Kabelkapazitäten fließen konnte. Damit bestimmte der Kabelaufbau zusammen mit der Zeitauflösung des Oszilloskopes (Bandbreite 300 MHz, Samplingrate $2,5 \times 10^{10}$ Samples/s) die Zeitauflösung der Methode A (~ 2 ns). Der Vorteil der Messung von einlaufendem, reflektiertem *und* transmittiertem Puls ist, dass der Strom genauer ($\pm 0,2$ mA) gemessen werden kann, als wenn man nur den einlaufenden und den reflektierten Puls misst, wie in Methode B. Zwar ist rein mathematisch auch mit Methode B eine komplette Rekonstruktion der UI-Kennlinie möglich, durch den nicht perfekten Versuchsaufbau war jedoch die Ungenauigkeit bei kleinen Strömen (bis ~ 1 mA) deutlich höher (± 1 mA) als bei Methode A. Bei Methode B war der gesamte Signalweg auf Leitfähigkeit bei hohen Frequenzen optimiert. Alle Kabel, Adapter und Eingangswiderstände waren auf einen Wellenwiderstand von $50\ \Omega$ ausgelegt. Der generierte Puls (großer Puls mit Pfeil nach rechts) wurde mit einem Powerdivi-der (graues T-Stück) in zwei gleich große Pulse aufgespalten. Der Teil, der das Oszilloskop erreichte, wurde dort am Eingangswiderstand verbraucht und dabei registriert [$U_{in}(t)$]. Der zur Probe geleitete Puls (mittlerer Puls mit Pfeil nach rechts) wurde dort reflektiert. Der reflektierte Puls (mittlerer Puls mit Knick) wurde wieder aufgespalten und am Oszilloskop gemessen [$U_{ref}(t)$] und verbraucht. Der Strom $I(t)$ wurde aus dem Unterschied zwischen $U_{in}(t)$ und $U_{ref}(t)$ errechnet. Bei einem hohen Probenwiderstand, wird dieser Unterschied klein und von der Pulsveränderung durch die Kabeldispersion übertroffen. Der Vorteil von Methode B ist, dass das Koaxialkabel direkt bis an die Probe herangeführt werden kann, womit deutlich bessere Hochfrequenzeigenschaften gewährleistet sind. Durch den höheren Frequenzgang (bis ~ 20 GHz) und die Tatsache, dass keine parasitären Kapazitäten auftreten wird bei Methode B die Zeitauflösung ($\sim 0,1$ ns) nur durch das Oszilloskop (Bandbreite 6 GHz, Samplingrate 10^{10} Samples/s) bestimmt. Zusammenfassend kann man sagen, dass die *Form* der Kennlinie mit Methode A untersucht wurde, die *Geschwindigkeit* des Schaltens mit Methode B.

In Abbildung A.2(a) sieht man auch den Aufbau der GaAs-Proben. Die Proben waren vom gleichen Typ, wie die in Kapitel 3 verwendeten. Eine Beschreibung findet sich in Abschnitt 3.1.

In Abbildung A.3 sind typische Messkurven abgebildet, die mit Methode A aufgenommen wurden. Der einlaufende Puls (oberste Reihe) zeigte, ähnlich einem

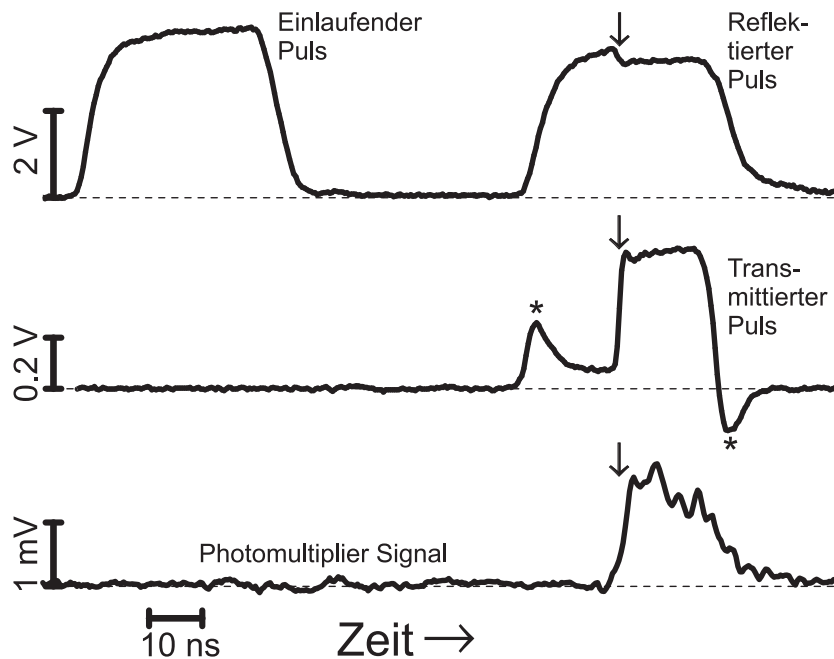


Abbildung A.3: Einlaufender, reflektierter und transmittierter Puls, zusammen mit dem Photomultiplier-Signal. Die Pfeile zeigen den Zeitpunkt des Schaltens in einen höherleitfähigen Zustand an. Die Sternchen markieren kapazitive Überschwinger.

Rechteckpuls mit abgerundeten Flanken, einen schnellen Anstieg, ein Plateau und einen schnellen Abfall. Der reflektierte Puls reproduzierte in den Flanken fast den einfallenden, zeigte jedoch im Plateau einen scharfen Knick (Pfeil), der andeutete, dass sich der Widerstand der Probe plötzlich veränderte. Der transmittierte Puls (mittlere Reihe) zeigte gleichzeitig mit dem Knick im reflektierten Puls einen sprunghaften Anstieg von einem tiefer liegenden Plateau zu einem höher liegenden. Die Spannung des höher liegenden Plateaus entsprach in etwa dem zehnfachen der Spannung des niedriger liegenden Plateaus. Die Spannung des transmittierten Pulses war proportional zum Strom durch den Kristall. Im Anstieg bzw. im Abfall des reflektierten Pulses wies der transmittierte Puls ein Maximum bzw. ein Minimum auf (Sternchen). Diese Überschwinger wurden von der Kapazität des Kabelanschlusses verursacht. Das Photomultiplier-Signal (unterste Reihe) wurde über 100 Einzelpulse gemittelt, während die bisher besprochenen Messkurven eine Einzelmessung wiedergaben. Das Signal setzte mit der Stromerhöhung ein (Pfeil), blieb in der Zeit, in der viel Strom floss, fast konstant, und zeigte nach dem Hochstromplateau einen annähernd exponentiellen Abfall. Die Abklingkonstante entsprach in etwa der Abklingkonstanten der Signalant-

wort des Photomultipliers auf ein einzelnes Photon. Fasst man die Messkurven aus Abbildung A.3 nochmal zusammen, zeigen sie, dass der GaAs Mikrokristall in einen neuen Zustand mit zehnmal höherer Leitfähigkeit schaltete und dass der Kristall Lumineszenzstrahlung emittierte, solange er in diesem Zustand war.

A.2 Hochleitender Licht-emittierender Zustand

Aus den Einzelpulsen wurde eine UI-Charakteristik (Abbildung A.4) berechnet. Um die Rekonstruktion zu verstehen, stellt man sich die Pulse am besten als Potentialunterschiede zwischen Innenleiter eines Koaxialkabels und Masse vor. Die zu einem Zeitpunkt t an dem Kristall abfallende Spannung $U(t)$ ist der Unterschied zwischen dem Potential vor [oberhalb in Abbildung A.2(a)] und dem Potential nach [unterhalb in Abbildung A.2(a)] der Probe. Das Potential vor der Probe ist die Summe des einlaufenden Pulses $U_{ein}(t)$ und des reflektierten Pulses $U_{ref}(t)$. Das Potential nach der Probe ist um den transmittierten Puls $U_{tr}(t)$ höher als der Bezugspunkt, die Masse. Es ergibt sich

$$U(t) = U_{ein}(t) + U_{ref}(t) - U_{tr}(t). \quad (\text{A.1})$$

Da die Probe und der Messwiderstand, der zur Aufzeichnung des transmittierten Pulses dient, in Serie geschaltet sind, muss der Strom durch die Probe (inklusive Kabelanschluss) gleich dem Strom durch den Messwiderstand sein. Da nur der Strom durch den Kristall (also *ohne* den Strom durch den kapazitiven Kabelanschluss) interessiert, wird noch ein kapazitiver Anteil abgezogen. Der Strom $I(t)$ durch den Kristall ist

$$I(t) = U_{tr}(t)/R - C \frac{dU_{tr}(t)}{dt}, \quad (\text{A.2})$$

dabei ist $C \sim 4$ pF die empirisch bestimmte Kapazität der Kabelanschlusses und R der Eingangswiderstand des Oszilloskopes (50Ω).

Die rekonstruierte UI-Kennlinie zeigt (Abbildung A.4) unterhalb der Schaltspannung (7 V) ein Plateau im Strom ($\sim 0,5$ mA). Bei der Schaltspannung stieg der Strom um eine Größenordnung an. Reduzierte man die Spannung bildete sich eine Hysterese in der Kennlinie (Rückschaltspannung ~ 5 V). Das Inset der Abbildung A.4 zeigt einen Ausschnitt aus dem reflektierten Puls um den Zeitpunkt des Schaltens herum, der mit Methode B aufgenommen wurde. Der Ausschnitt zeigt, dass die Dauer des Schaltvorgangs kürzer war als die Zeitauflösung der Methode (~ 100 ps).

Das Plateau im Strom ist eine Folge der negativen differentiellen Beweglichkeit, die bei GaAs für Feldstärken oberhalb einer kritischen Feldstärke (~ 4 kV/cm) auftritt [74]. Für solche Feldstärken ist eine über die Probe homogene Feldverteilung instabil und neigt dazu eine Hochfelddomäne zu bilden. Rechnet man die Schwellenspannung unter der Annahme einer homogenen Feldverteilung in ein Feld um, erhält man eine Feldstärke E_{hom} (~ 70 kV/cm), die

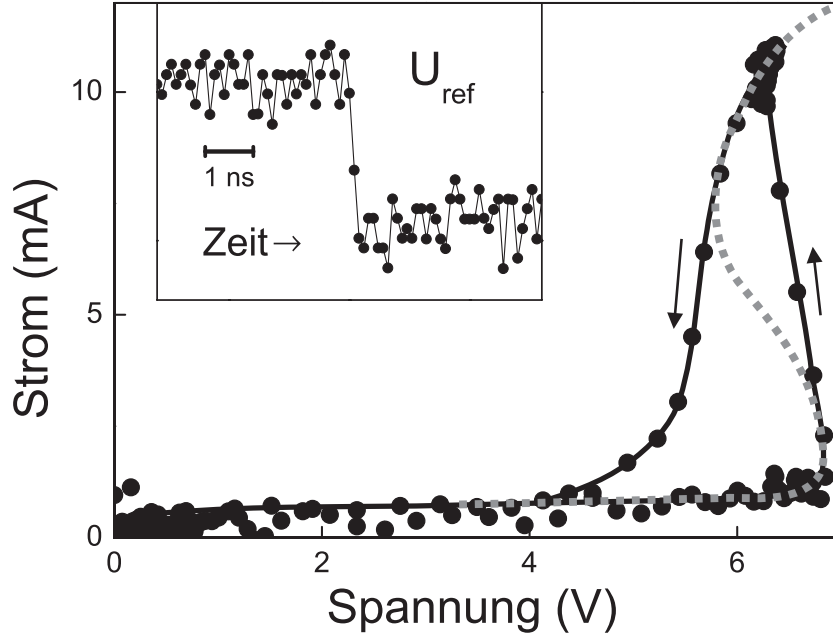


Abbildung A.4: Die Strom-Spannungs-Charakteristik des Schaltvorgangs zeigt eine deutliche Hysterese. Die Pfeile deuten die Durchlaufrichtung an. Die gestrichelte graue Kurve deutet die dem Schaltverhalten zugrundeliegende S-förmige Kennlinie an. Inset: Ausschnitt aus dem reflektierten Puls, gemessen mit Methode B. Das Hochschalten erfolgte schneller, als die Zeitaufösung des Versuchsaufbaus (~ 100 ps).

deutlich oberhalb der kritischen Feldstärke liegt. Andererseits ist E_{hom} noch zu klein, um Tunnel- oder Ionisationseffekte wahrscheinlich werden zu lassen. Dies legt die Vermutung nahe, dass sich in der GaAs-Diode eine Domäne bildete, die das Feld auf einen kleinen Raumbereich konzentrierte und dort gegenüber E_{hom} deutlich überhöhte. In diesem Raumbereich bekamen Elektronen eine so hohe Energie, dass Stoßionisationsprozesse einsetzten, was zu einer Erhöhung der Ladungsträgerdichte führte. Für solch eine Ladungsträgererhöhung wurde eine S-förmige Kennlinie berechnet [78]. Die gepunktete Kurve in Abbildung A.4 deutet an, wie die dem Schaltvorgang zugrundeliegende S-förmige Kennlinie aussehen könnte.

In Zusammenarbeit mit Herrn Rieder wurde die Feldverteilung im GaAs-Kristall für die Schwellenspannung abgeschätzt. Dazu wurde ein eindimensionales Drift-Diffusions-Modell benutzt, in dem die Driftgeschwindigkeit und die Diffusionskonstante von der Stärke des elektrischen Feldes abhängen. Für beide Abhängigkeiten wurden mit Polynom-Funktionen Daten angenähert, die mit Monte-Carlo Simulationen berechnet wurden [53]. Unter Benutzung der Konti-

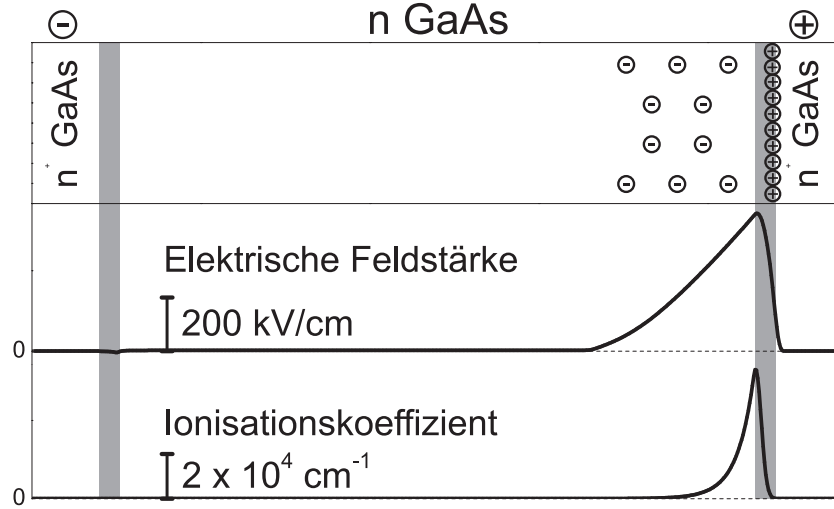


Abbildung A.5: Simulation der Feldverteilung mit einem Drift-Diffusions-Modell. Bei der Schwellenspannung bildet sich eine Dipol Domäne an der Anode (obere Reihe), die dort das Feld konzentriert (mittlere Reihe, max. Feldstärke ~ 600 kV/cm). Das Integral über den Ionisationskoeffizienten (untere Reihe) entlang des Strompfades erfüllt die Durchbruchsbedingung.

utäts- und der Poisson-Gleichung wurden die Ladungsträgerdichte und die Feldverteilung berechnet. Die Berechnung ergab eine Dipoldomäne an der Anode (Abbildung A.5, obere Reihe), die aus einer Elektronen-Ansammlungsschicht im n -dotierten Kristallbereich und einer Elektronen-Verarmungszone in der Übergangsschicht (grauer Bereich) zum n^+ -dotierten Buffer bestand. Der Feldverlauf zeigte eine fast dreiecksförmige Hochfelddomäne mit einer maximalen Feldstärke, die in etwa dem zehnfachen von E_{hom} entsprach (~ 700 kV/cm). Mit Hilfe von Daten, die mit einer Monte-Carlo Simulation ermittelt wurden [53], wurde aus dem Feldverlauf der Verlauf des Ionisationskoeffizienten berechnet (Abbildung A.5, untere Reihe). Durch Integration des Ionisationskoeffizienten über die Länge des Kristalls kann der Multiplikationsfaktor M bestimmt werden [40] zu

$$1 - 1/M = \int_0^l \alpha \exp \left(- \int_x^l (\alpha - \beta) dx' \right) dx. \quad (\text{A.3})$$

Dabei ist α der Ionisationskoeffizient für Elektronen und β der Ionisationskoeffizient für Löcher. Experimente zeigen [52], dass für GaAs, wenn das Feld in (100)-Richtung anliegt, $\alpha \sim \beta$ ist. Mit der Vereinfachung $\alpha = \beta$ ergibt sich aus Gleichung A.3 ein gegen Unendlich gehender Multiplikationsfaktor; die Bedingung für Lawinendurchbruch [39, 43] war erfüllt.

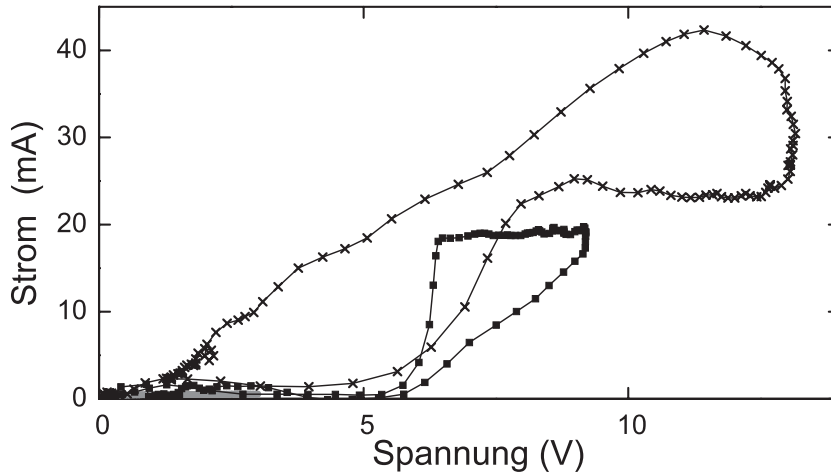


Abbildung A.6: Kennlinien für $U_{in,max} = 4$ V (Quadrate) und $u_{in,max} = 7$ V (Kreuze). Bei Spannungen oberhalb der Durchbruchsspannung (~ 7 V-13 V) zeigt sich ein Plateau in der UI-Charakteristik. Bei sehr großen Spannungen (~ 13 V) kommt es zu einer zweiten Stromerhöhung.

A.3 Diskussion des reversiblen Durchbruchs

Die Ergebnisse der Simulation aus dem vorangegangenen Abschnitt sind konsistent mit der Annahme, dass die Stromerhöhung auf eine Ladungsträgererhöhung durch einen Lawinendurchbruch zurückzuführen ist. Die Ladungsträgererhöhung startet am Ort des stärksten Feldes. Dort hat die Diode die geringste Leitfähigkeit, die den Strom begrenzt. Wenn nun im Hochfeldbereich die Ladungsträgeranzahl stark ansteigt, erhöht sich die Leitfähigkeit im Hochfeldbereich. Dadurch fällt im Hochfeldbereich nicht mehr so viel Feld ab. Da die Spannung über das gesamte Bauteil aber konstant gehalten wird, muss an anderer Stelle das Feld erhöht werden, eine neue Feldverteilung ist die Folge. Das ständige Umverteilen des Feldes bewirkt eine komplexe Durchbruchsdynamik, die je nach Randbedingungen zu wandernden Ionisationsfronten oder auch zu stationären Zuständen führen kann. Um diese Dynamik in einer Simulation zu untersuchen, müssten sowohl der Ionisationskoeffizient als auch die Rekombinationsrate ortsabhängig behandelt werden. Weiterhin wäre eine energieabhängige örtliche Diffusion sinnvoll zur Beschreibung der Dynamik.

Um mehr über den hochleitenden Zustand zu erfahren, wurden weitere Experimente gemacht. In Abbildung A.6 sind UI-Kennlinien dargestellt, die sich ergeben, bei einlaufenden Pulsen mit höherer Maximalspannung $U_{in,max}$ als in Abbildung A.3. Eine Kennlinie mit $U_{in,max} = 4$ V (Quadrate) zeigte nach dem Hochschalten (oberhalb von 7 V) ein Plateau im Strom (bei ~ 20 mA). Die-

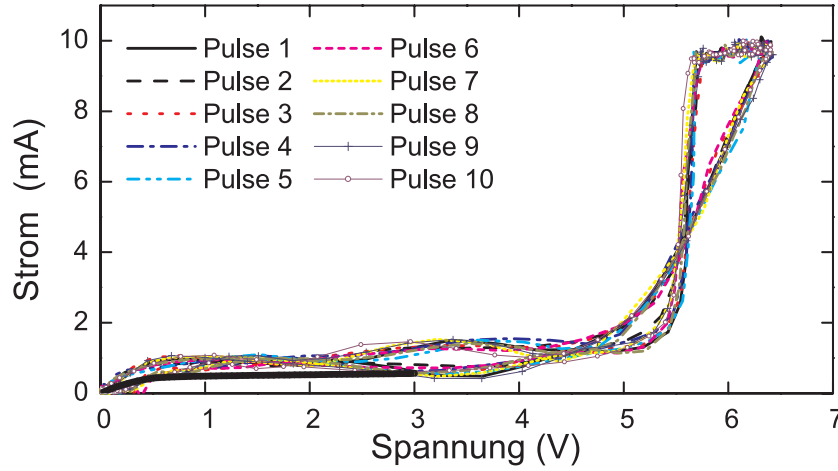


Abbildung A.7: Ein GaAs Mikrokristall wurde 10 mal unter den gleichen Bedingungen in den höherleitfähigen Zustand geschaltet. Der identische Verlauf der Kurven zeigt, dass das Schalten keinen Schaden bewirkt.

ses Plateau könnte von einer Stromlimitierung durch die n^+ -Schichten verursacht worden sein. Die Ladungsträgermultiplikation in der n -dotierten Schicht des Mesas [siehe Abbildung A.2(a)] erhöhte die Leitfähigkeit der Schicht deutlich. Dadurch reduzierte sich das Feld in der n -Schicht und erhöhte sich in den n^+ -Schichten. Für Feldstärken größer als 50 kV/cm sättigt die Driftgeschwindigkeit der Elektronen in GaAs [53]. Würden in den n^+ -Schichten solche Feldstärken erreicht werden, müsste dies zu einem Plateau im Strom führen. Die gemessene Stromstärke (20 mA) ist konsistent mit einer Abschätzung des gesättigten Stroms $I = n_{Buf} e v_s A = 19$ mA. Dabei ist $A = 1 \mu\text{m}^2$ die Fläche des Mesas, $n_{Buf} = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ die Dotierung der n^+ -Schicht und $v_s = 6 \times 10^6 \text{ cm/s}$ die Sättigungsdriftgeschwindigkeit. Eine Kennlinie mit noch höherem $U_{in,max}$ (Kreuzen) zeigte bei etwa 13 V eine weitere Erhöhung des Stroms. Es wäre möglich, dass irgendwo in einer n^+ -Schicht eine so hohe Feldstärke vorliegt, dass auch dort Stoßionisation einsetzt und so zu dieser weiteren Erhöhung des Stroms führte.

Die Ergebnisse einer Testreihe, mit der die Reversibilität des Durchbruchs untersucht wurde, sind in Abbildung A.7 dargestellt. Ein und derselbe GaAs-Mikrokristall wurde 10 mal hintereinander unter gleichen Bedingungen in den höherleitfähigen Zustand geschaltet. Alle zehn UI-Kennlinien zeigten einen identischen Verlauf. Der Durchbruch verursachte also keine bleibenden Veränderungen des Mikrokristalls. Aus diesem Grund wurde der Durchbruch als reversibel bezeichnet.

Elektrischer Durchbruch wurde auch schon früher in unipolar dotierten Bauteilen untersucht [36, 37, 38, 110, 111]. Beim Aufzeichnen von Strom-Spannungs-Charakteristiken stellte man bei einer Schwellenspannung eine schlagartige Stro-

merhöhung fest, die von Lumineszenzstrahlung begleitet war. Die Wellenlänge der Strahlung entsprach der Energielücke des Halbleiters. Das Schalten in einen höherleitfähigen Zustand wurde auf eine Erhöhung der Ladungsträgerdichte durch Stoßionisation zurückgeführt. Bei diesen Experimenten wurden große Kristalle (Kantenlängen 0,1-1 mm) untersucht, die nicht per Molekularstrahlepitaxie hergestellt wurden und wesentlich mehr Verunreinigungen aufwiesen als die Mikrokristalle dieser Arbeit. Aus Ref. [36] geht hervor, dass die Lumineszenzstrahlung im Hochfeldbereich von wandernden Domänen entsteht. Die Lumineszenz setzte nicht schlagartig ein. Die Intensität der Lumineszenz steigerte sich mit jedem Durchlauf der wandernden Domänen durch den Kristall. Auch in Ref. [37] fand man nach Erreichen eines Schwellenfeldes erst einen (zeitlichen) Einschwingvorgang bevor die Intensität der Lumineszenzstrahlung einen konstanten Wert annahm. Die Dauer des Einschwingens hing von der Dotierung der Kristalle ab. Der Einschwing-Effekt wurde darauf zurückgeführt, dass die ersten durch Interband-Stoßionisation erzeugten Elektron-Loch-Paare in Traps gefangen wurden und erst nachdem die Traps besetzt waren für Interband-Rekombination zur Verfügung standen. Eine Vergleich der Schaltzeiten die in dieser Arbeit gemessen wurden mit den Schaltzeiten aus den früheren Veröffentlichungen ist kaum möglich, da aus den Ref. [36, 37, 38, 110, 111] nicht klar hervorgeht, ob die gemessenen Schaltzeiten durch die Elektronik limitiert waren oder nicht. Es könnte ein, dass Mikrokristalle deutlich schneller in den hochleitenden Zustand schalten als Kristalle mit entsprechend größeren Kantenlängen ($> 100 \mu\text{m}$).

Anhang B

Keldysh-Skript zur Herleitung von $\tau_L(F_e)$

Das nachfolgende, auf der nächsten Seite beginnende Skript wurde von Prof. Keldysh während seines Aufenthalts in Regensburg im Rahmen der Kooperation mit dem Lehrstuhl Renk erstellt. Es gibt im wesentlichen Ergebnisse seiner Arbeiten [43] und [44] wieder. Allerdings in deutlich klarerer Form und mit Kommentaren, die für ein besseres Verständnis nützlich sind. Es wurde in den Anhang aufgenommen um Lesern die Physik hinter der Berechnung aus Anhang C ein bisschen näher zu bringen.

In the energy range $\varepsilon \gg \hbar\bar{\Omega}$ ($\bar{\Omega}$ - average phonon frequency) the energy distribution function $n(\varepsilon, t)$ obeys the diffusion equation

$$\frac{\partial n(\varepsilon, t)}{\partial t} = -\frac{\partial J(\varepsilon, t)}{\partial \varepsilon} - w_i(\varepsilon)n(\varepsilon, t) - w_l(\varepsilon)n(\varepsilon, t) + g\{n(\varepsilon, t)\}$$

Here

$$J = -D(\varepsilon) \cdot \frac{\partial n(\varepsilon, t)}{\partial \varepsilon} + \left[D(\varepsilon) \cdot \frac{d}{d\varepsilon} \ln(\rho(\varepsilon)) - F(\varepsilon) \right] \cdot n(\varepsilon, t)$$

is the flux of particles along the energy axis, $\rho(\varepsilon)$ - the density of states, τ_p^{-1} - the scattering rate by phonons,

$$D(\varepsilon) = \left\langle \frac{(e\vec{E}\vec{v}_p)^2 \cdot \tau_p}{1 + \omega^2 \tau_p^2} \right\rangle_\varepsilon + \frac{1}{2} \cdot \left\langle \frac{(\hbar\Omega_p)^2}{\tau_p} \right\rangle_\varepsilon$$

is the diffusion coefficient, the first term being due to the electric field action, the second due to emission and absorption of phonons. The symbol $\langle \dots \rangle_\varepsilon$ means the averaging over the isoenergetic surface $S(\varepsilon) \subset \varepsilon_p = \varepsilon$. The energy loss term

$$F(\varepsilon) = \left\langle \frac{\hbar\Omega_p \cdot \text{th} \frac{\hbar\Omega_p}{kT}}{\tau_p} \right\rangle_\varepsilon$$

w_i and w_l - impact ionization and particle loss (recombination or escape) probabilities,

$g\{n(\varepsilon, t)\}$ - particles source due to impact ionization. An evident relation holds

$$\int g_{e(h)}(\varepsilon, t) \cdot d\varepsilon = 2 \cdot \int (w_i \cdot n)_{e(h)}(\varepsilon, t) \cdot d\varepsilon + \int (w_l \cdot n)_{h(e)}(\varepsilon, t) \cdot d\varepsilon$$

Lower indexes $e(h)$ refer to electrons (holes).

At energies above the impact ionization threshold ε_i the loss of particles is mainly due to impact processes. Therefore the above relation can be rewritten as a balance equation

$$\frac{dN}{dt} = J_e(\varepsilon_{ie}, t) + J_h(\varepsilon_{ih}, t) - \int_0^{\varepsilon_i} w_l(\varepsilon) \cdot n(\varepsilon, t) \cdot d\varepsilon$$

for the total number of electrons (holes) $N(t)$. If the electron-electron(hole) collisions contribution to the relaxation rate is not important, both currents are proportional to the total number of corresponding particles

$$J(\varepsilon_i, t) = \tau_{av}^{-1} \cdot N(t)$$

and τ_{av}^{-1} is the avalanche increment, dependent on the electric field. Until the field is not much higher than the breakdown threshold the avalanche increment is much smaller than the momentum relaxation rate τ_p and even the energy relaxation rate, which can be defined as

$$\tau_\varepsilon^{-1} = \frac{[F(\varepsilon)]^2}{D(\varepsilon)}$$

which is typically in the inverse (sub)picosecond range. Slow also are particle loss processes. Then, if the field is in the same time scale also slowly varying, the energy distribution function to the good approximation can be considered as quasistationary, with only the total number of particles being dependent on time

$$n(\varepsilon, t) = N(t) \cdot v(\varepsilon)$$

The function $v(\varepsilon)$ must be normalized according to

$$\int v(\varepsilon) \cdot d\varepsilon = 1$$

For energies below ε_i the solution of the Boltzmann equation for the function $v(\varepsilon)$ is straightforward [1-4]

$$v(\varepsilon) = \left(A \cdot e^{-\Phi(\varepsilon)} + j \cdot \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_i} e^{\Phi(\varepsilon') - \Phi(\varepsilon)} \cdot \frac{d\varepsilon'}{D(\varepsilon') \cdot \rho(\varepsilon')} \right) \cdot \rho(\varepsilon) \quad (1)$$

Here

$$\Phi(\varepsilon) = \int_0^{\varepsilon} \beta(\eta) \cdot d\eta \quad \beta(\varepsilon) = \frac{F(\varepsilon)}{D(\varepsilon)}$$

Two constants j and A must be defined by the current continuity condition at $\varepsilon = \varepsilon_i$ and the normalization condition. Because of the normalization condition the definition of the avalanche increment reduces to

$$\tau_{av}^{-1} = j$$

Above the ionization threshold ε_i under all reasonable field strengths the distribution function diminishes exponentially due to the combined action of losses to phonons and ionizing collisions. Therefore the majority of ionizing collisions happens in the energy range $\varepsilon - \varepsilon_i \ll \varepsilon_i$. Slowly varying in that range functions D , F and ρ may be approximated by their values at $\varepsilon = \varepsilon_i$. Unlike that the ionization probability in that range is changing essentially and follows the power energy dependence

$$w_i(\varepsilon) = W \cdot \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_i}{\varepsilon_i} \right)^a$$

It was found in [4] that $a=2$. However, that is valid only for completely isotropic energy bands. In the anisotropy case necessary for the ionizing collision conditions of the energy and momentum conservation become fulfilled initially not on the whole energy surface $S(\varepsilon_i)$ but only in a few points on that surface. With the energy increasing above ε_i the area of momenta capable of ionization expands around those points on the surface $S(\varepsilon)$ proportional to the above threshold energy excess, so resulting in $a=3$. Beside that there exists the phonon assisted process of impact ionization. In that case $a=3.5$. The energy threshold for that process is the lowest – exactly equal to the energy gap E_g . However, the probability – the W coefficient - must be approximately two orders of magnitude below that of the direct ionization collision. Also one should mention that in semiconductors with multivalley band structure there exist many threshold energies, corresponding to collisions with final states of created electrons in different valleys.

Perhaps to account phenomenologically for that multitude of ionization processes some authors introduce the values of a nonequal to any of 3 listed above.

Generally the Boltzmann equation for $\varepsilon > \varepsilon_i$, accounting for ionizing collisions with the large energy transfer can be solved only numerically. However, for the particular case $a=2$ it was solved in [4]. Using that solution results in

$$\tau_{av} = e^{\Phi_i} \cdot \int_0^{\varepsilon_i} d\varepsilon \cdot \left\{ \frac{1}{D(\varepsilon) \cdot \rho(\varepsilon)} \cdot e^{\Phi(\varepsilon) - \Phi_i} \cdot \int_0^{\varepsilon} e^{-\Phi(\varepsilon')} \cdot \rho(\varepsilon') \cdot d\varepsilon' + \frac{\gamma \cdot \rho(\varepsilon)}{F_i \cdot \rho_i \cdot \sigma(\gamma)} e^{-\Phi(\varepsilon)} \right\} \quad (2)$$

Here the lower index “i” denotes the corresponding function – Φ , F , ρ , τ_e etc. at the argument value ε_i

$$\gamma = [w_i(\varepsilon_i + 1/\beta_i) \cdot \tau_{ei}]^{-1/4} \quad \sigma(\gamma) = 2 \cdot \frac{\Gamma(\gamma^2/16 + 3/4)}{\Gamma(\gamma^2/16 + 1/4)} - \frac{\gamma}{2}$$

Γ – is the Gamma-function. Usually $\exp[-\Phi(\varepsilon)]$ is fast diminishing in the vicinity of ε_i . Then the formula (2) can be transformed to

$$\tau_{av} \approx \frac{\bar{\varepsilon}}{F_i} \cdot \left(1 + \frac{\gamma}{\sigma(\gamma)} \right) \cdot e^{\Phi_i} \quad \bar{\varepsilon} = \int_0^{\infty} e^{-\Phi(\varepsilon)} \cdot \rho(\varepsilon) \cdot \frac{d\varepsilon}{\rho_i}$$

In the general case it appears possible to solve the problem in limiting cases of very strong and (relatively) weak fields.

a). Very strong fields:

$$w(\varepsilon_i + 1/\beta_i) \cdot \tau_{ei} \gg 1$$

That condition means that for the above threshold electrons the dominating scattering mechanism is ionization. Therefore $n(\varepsilon)$ diminishes with increasing energy even much faster than below ε_i and becomes negligible very soon above ε_i . That means that the first term in the formula (1), which is essentially $v(\varepsilon_i)$, is very small and can be put equal to zero. Then the τ_{av} do not depend on particular energy dependence of w_i and is always represented by the first term in the formula (2).

b). Moderate fields:

$$w(\varepsilon_i + 1/\beta_i) \cdot \tau_{ei} \ll 1$$

In that case the phonon scattering is dominating and above ε_i and therefore in the formula (1) dominating is the first term, which can be easily confirmed by the direct calculation. Then the normalization condition is

$$A \cdot \int_0^{\infty} e^{-\Phi(\varepsilon)} \cdot \rho(\varepsilon) \cdot d\varepsilon = 1$$

The current j can be calculated as the total ionization rate

$$j = A \cdot \int_{\varepsilon_i}^{\infty} w_i(\varepsilon) \cdot e^{-\Phi(\varepsilon)} \cdot \rho(\varepsilon) \cdot d\varepsilon \approx A \cdot W \cdot \int_{\varepsilon_i}^{\infty} (\varepsilon - \varepsilon_i)^a \cdot e^{-\Phi_i - \beta_i(\varepsilon - \varepsilon_i)} \cdot \rho(\varepsilon) \cdot d\varepsilon$$

Inverse of that is the avalanche rise time

$$\tau_{av} = j^{-1} = \frac{\beta_i \cdot \int_0^{\infty} e^{-\Phi(\varepsilon)} \cdot \rho(\varepsilon) \cdot d\varepsilon}{\Gamma(1+a) \cdot \rho_i \cdot w_i(\varepsilon_i + \beta_i^{-1})} \cdot e^{\Phi_i} = \frac{\beta_i \cdot \bar{\varepsilon}}{\Gamma(1+a) \cdot w_i(\varepsilon_i + \beta_i^{-1})} \cdot e^{\Phi_i} \quad (3)$$

Practical calculations by the formulae (2)-(3) need the detailed information about the band structure and the energy dependence of relaxation mechanisms. In the framework of the simple model with parabolic bands and one (optical or intervalley) phonon frequency Ω

$$\beta(\varepsilon) = 3 \cdot \frac{\hbar\Omega \cdot \text{th} \frac{\hbar\Omega}{kT}}{(e|\vec{E}|)^2} + \frac{\hbar\Omega}{\varepsilon} \cdot \frac{m\omega^2}{e^2|\vec{E}|^2} \cdot \text{th} \frac{\hbar\Omega}{kT} \equiv \frac{1}{kT_e} + \frac{\delta}{\varepsilon}$$

$l = v_p \tau_p = \text{const}$ – mean free path. Then formulae (2)-(3) reduce to

$$\tau_{av} = \Gamma \left(\frac{3}{2} - \delta \right) \cdot \left(\frac{kT_e}{\varepsilon_i} \right)^{\frac{3}{2} - \delta} \cdot \frac{\varepsilon_i}{\hbar\Omega \cdot \text{th} \frac{\hbar\Omega}{kT}} \cdot \left(1 + \frac{\gamma}{\sigma(\gamma)} \right) \cdot e^{\frac{\varepsilon_i}{kT_e}} \cdot \tau_p(\varepsilon_i) \quad (2a)$$

with $\tau_p(\varepsilon_i)$ - *momentum* relaxation time at the energy ε_i , and

$$\tau_{av} = \frac{1}{W \cdot \Gamma(1+a)} \cdot \left(\frac{kT_e}{\varepsilon_i} \right)^{\frac{1}{2} - a - \delta} \cdot e^{\frac{\varepsilon_i}{kT_e}} \quad (3a)$$

One more remark should be done. It is well known [5 - 7] that in the impact ionization problem the diffusion approximation is valid only at strong enough fields. Below those the dominating contribution to the ionization make so called lucky electrons escaping collisions during times long enough to receive in one run the energy ε_i . At high frequency fields that process is restricted by the times $\sim \omega^{-1}$.

References

1. B. I. Davydov, JETP, **7**, 1069, (1937)
2. W. Franz, Z.f.Phys., **113**, 607, (1939)
3. P. A. Wolf, Phys.Rev., **95**, 1415, (1954)
4. L. V. Keldysh, JETP, **37 (10)**, 713, (1959)
5. W. Shockley, Solid State Electron., **2**, 35, (1961)
6. G. A. Baraff, Phys.Rev., **128**, 2507, (1962)
7. L. V. Keldysh, JETP, **21**, 1135, (1965)

Anhang C

MathCad-Programm zur Berechnung von $\tau_L(F_e)$

GaAs: THz field driven avalanche breakdown mit Keldysh Formeln aus seinem Word-File "Ionisation"

Konstanten: $c := 2.99 \cdot 10^8 \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ $\epsilon_0 := 8.8542 \cdot 10^{-12} \cdot \text{A} \cdot \text{s} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ $m_0 := 9.10953 \cdot 10^{-31} \cdot \text{kg}$
 $e_c := 1.60217733 \cdot 10^{-19} \cdot \text{C}$ $\mu_0 := 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7} \cdot \text{V} \cdot \text{s} \cdot \text{A}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$
 $a := 0.283 \cdot 10^{-9} \cdot \text{m}$ $h_q := 1.05457266 \cdot 10^{-34} \cdot \text{J} \cdot \text{s}$ $ml := a$
 $k_B := 1.380658 \cdot 10^{-23} \cdot \text{J} \cdot \text{K}^{-1}$ $T := 300 \cdot \text{K}$

Einheiten: $ns := 10^{-9} \cdot \text{s}$ $ps := 10^{-12} \cdot \text{s}$ $fs := 10^{-15} \cdot \text{s}$ $kV := 10^3 \cdot \text{V}$ $m := 100 \cdot \text{cm}$
 $\mu\text{m} := 10^{-6} \cdot \text{m}$ $nm := 10^{-9} \cdot \text{m}$ $MV := 10^6 \cdot \text{V}$ $THz := 10^3 \cdot \text{GHz}$ $\text{cm} := 10^{-2} \cdot \text{m}$
 $W := W$ $mW := 10^{-3} \cdot W$ $kW := 10^3 \cdot W$ $\text{eV} := e_c \cdot \text{V}$ $\text{meV} := 10^{-3} \cdot \text{eV}$

Kristallparameter: $\text{Vol} := 1 \cdot \mu\text{m}^2 \cdot 0.96 \mu\text{m}$ $m_\Gamma := 0.066 \cdot m_0$ $m_{\text{eff}} := m_\Gamma$ $n_D := 8 \cdot 10^{16} \cdot \text{cm}^{-3}$ $T := 300 \cdot \text{K}$

$$\text{Vol} \cdot n_D = 7.68 \times 10^4$$

setze fest: Density of states mass of upper Energy range:

$$m_{\text{DSU}} := 1.8 \cdot m_0$$

Heating massin upper Range:

$$m_{\text{HU}} := 0.5858 \cdot m_0$$

$$\text{Offset: } \delta_U := 0.35 \cdot \text{eV}$$

Genauigkeit: $G := 1$

number of states in an energy range $d\epsilon = 5 \cdot G \cdot \text{meV}$:

Abkürzungen für
schnelleres Rechnen:

$$AA := \frac{1}{2 \cdot \pi^2 \cdot h_q^3} \quad CC := (2 \cdot m_{\text{DSU}})^{\frac{3}{2}} \quad CC = 6.83052 m_0^{\frac{3}{2}}$$

$$e_{\text{d}_2} := G \cdot 2.5 \cdot \text{meV}$$

$$g(\epsilon) := AA \cdot [CC \cdot (\epsilon + e_{\text{d}_2})^{0.5}] \quad ab_g(\epsilon) := AA \cdot CC \cdot [0.5 \cdot (\epsilon + e_{\text{d}_2})^{-0.5}]$$

$$g_{\text{raw}} :=$$


C:\...\lgFischetti.DAT

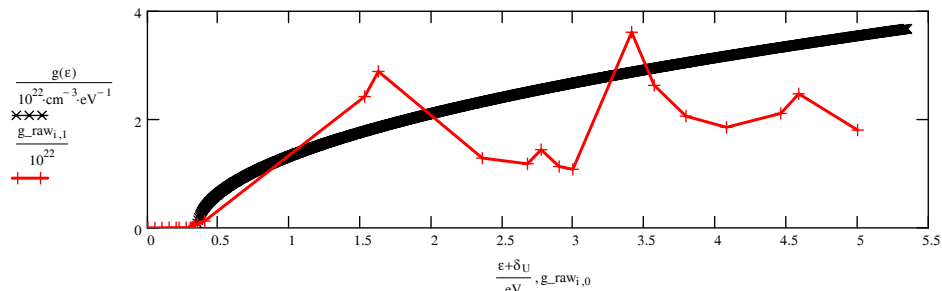
$$g_{\text{raw}} =$$

	0	1
0	0	1.10 18
1	0.05	2.47 10 19

$$i := 0, 1 \dots 27$$

$$\epsilon := 0 \cdot \text{meV}, 5 \cdot \text{meV} \dots 5000 \cdot \text{meV}$$

Vergleich der Zustandsdichten dieser Theorie (durchgezogenen Linie) mit der von Fischetti IEEE 38, 634 (1991)



$$\epsilon_{\text{th}} := (1.8 - 0.35) \cdot \text{eV}$$

$$a := 4.743$$

$$\gamma_{\text{II}}(\epsilon) := \begin{cases} 0 & \text{if } \epsilon \leq \epsilon_{\text{th}} \\ \left[93.659 \cdot 10^{10} \cdot \frac{\text{eV}^{-a}}{\text{s}} \cdot (\epsilon - \epsilon_{\text{th}})^a \right] & \text{if } \epsilon > \epsilon_{\text{th}} \end{cases}$$

energy dependent scattering rate:

$$\tau_0 := 8.5 \cdot \text{fs}$$

$$g_0 := g(0.5 \cdot \text{eV})$$

$$\tau(\epsilon) := \begin{cases} (150 \cdot \text{fs}) & \text{if } \tau_0 \cdot \frac{g_0}{g(\epsilon)} > 150 \cdot \text{fs} \\ \left[\left(\tau_0 \cdot \frac{g_0}{g(\epsilon)} \right)^{-1} + 0 \cdot \gamma_{\text{II}}(\epsilon) \right]^{-1} & \text{otherwise} \end{cases}$$

$$\tau(\epsilon_{\text{th}}) = 4.99953 \text{ fs}$$

$$\omega_l := 2 \cdot \pi \cdot 3.3 \cdot \text{THz}$$

$$\sigma_U(\omega, \epsilon) := e_c^2 \cdot \left[\frac{\tau(\epsilon)}{m_{H_U} \cdot [1 + (\omega \cdot \tau(\epsilon))^2]} \right]$$

THz Feld Amplitude: $E_{\text{amp}} := 0.629 \cdot 565.8 \cdot \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ $E_t := \frac{E_{\text{amp}}}{2^{0.5}}$ $E_t = 251.65096 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$

Feld getriebene Diffusion : $D_{\text{FP}}(\epsilon, E, \omega) := \frac{2 \cdot \sigma_U(\omega, \epsilon) \cdot E^2 \cdot \epsilon}{3}$ mit RMS-Wert gerechnet

Phononenenergien : $\epsilon_{\text{phon}_\Gamma} := 36 \cdot \text{meV}$ $\epsilon_{\text{phon}_{\text{XL}}} := 25 \cdot \text{meV}$

Phononen Besetzungszahl: $n_{\text{phon}_\Gamma} := \frac{1}{\exp\left(\frac{\epsilon_{\text{phon}_\Gamma}}{1 \cdot k_B \cdot T}\right) - 1}$ $n_{\text{phon}_{\text{XL}}} := \frac{1}{\exp\left(\frac{\epsilon_{\text{phon}_{\text{XL}}}}{1 \cdot k_B \cdot T}\right) - 1}$

phonon emission/absorption : $\gamma_\Gamma := 1 - \frac{1}{n_{\text{phon}_\Gamma} + 1}$ $\gamma_\Gamma = 0.75155$ $\gamma_{\text{XL}} := 1 - \frac{1}{n_{\text{phon}_{\text{XL}}} + 1}$ $\gamma_{\text{XL}} = 0.61979$

Heiz-Rate : $R_J(\epsilon, \omega) := \frac{\sigma_U(\omega, \epsilon) \cdot E_t^2}{3}$ mit RMS-Wert gerechnet

Rate für Energieabgabe ans Phononensystem: $R_{\text{trans}}(\epsilon) := \epsilon_{\text{phon}_{\text{XL}}} \cdot \frac{\gamma_{\text{XL}}}{\tau_0 \cdot \frac{g_0}{g(\epsilon)}}$

Rate für gesamten Energiegewinn bzw. -verlust: $R_G(\epsilon) := 1 \cdot R_J(\epsilon, \omega_l) - R_{\text{trans}}(\epsilon)$

Phononengetriebene Diffusion: $D_{\text{ph}}(\epsilon) := \frac{1}{2} \cdot \epsilon_{\text{phon}_{\text{XL}}}^2 \cdot \frac{\gamma_{\text{XL}}}{\tau_0 \cdot \frac{g_0}{g(\epsilon)}}$

Gesamte Diffusion: $D_G(\epsilon) := D_{\text{ph}}(\epsilon) + D_{\text{FP}}(\epsilon, E_t, \omega_l)$

for validity check use ionization probability from Redmer:

$$a := 4.743 \quad \frac{\epsilon_{\text{th}}}{\text{eV}} = 1.45 \quad W_{\text{Kel}} := \epsilon_{\text{th}}^a \cdot 93.659 \cdot 10^{10} \cdot \frac{\text{eV}^{-a}}{\text{s}} \quad w_{\text{Kel}}(\epsilon) := W_{\text{Kel}} \cdot \left(\frac{\epsilon - \epsilon_{\text{th}}}{\epsilon_{\text{th}}} \right)^a$$

Umformungen für schnellere Numerik: $iN := 200$ $\text{Lim} := 3 \cdot \text{eV}$ $ii := 0, 1 \dots iN$ $i\delta := \frac{\text{Lim}}{iN}$

$$NK := 80 \quad d_{\epsilon K} := \frac{\epsilon_{\text{th}}}{NK} \quad d_{\epsilon K} = 2.90395 \times 10^{-21} \text{ J}$$

$$Rv_{f_{ii}} := -R_G(ii \cdot i\delta) \quad Rv_{fx_{ii}} := ii \cdot i\delta \quad Rf(\epsilon) := \text{linterp}(Rv_{fx}, Rv_f, \epsilon) \quad Rf(0.1 \cdot \text{eV}) = -0.21334 \frac{\text{eV}}{\text{ps}}$$

$$Dv_{f_{ii}} := D_G(ii \cdot i\delta) \quad Dv_{fx_{ii}} := ii \cdot i\delta \quad Df(\epsilon) := \text{linterp}(Dv_{fx}, Dv_f, \epsilon) \quad Df(0.1 \cdot \text{eV}) = 0.21713 \frac{\text{eV}^2}{\text{ps}}$$

$$\tau_{\text{en}}(\epsilon) := \left(\frac{Rf(\epsilon)^2}{Df(\epsilon)} \right)^{-1} \quad \tau_{\text{en}}(0.3 \cdot \text{eV}) = 7.2772 \times 10^{-13} \text{ s}$$

$$jK := 0, 1 \dots NK \quad \beta(e) := \frac{Rf(e)}{Df(e)}$$

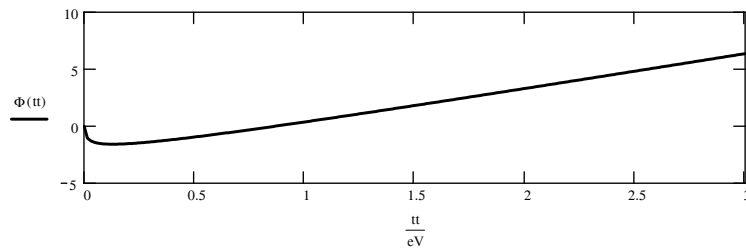
$$\Phi_{ii} := \int_0^{ii \cdot i\delta} \frac{Rf(e)}{Df(e)} de \quad \Phi_{10} = -1.5826 \quad \Phi =$$

	0
0	0
1	-1.05739
2	-1.29464
3	-1.41549
4	-1.48764
5	-1.53294

$$\Phi_{X_{ii}} := ii \cdot i\delta \quad \Phi_{Y_{ii}} := \Phi_{ii}$$

$$\Phi(e) := \text{linterp}(\Phi_X, \Phi_Y, e) \quad tt := 0 \cdot eV, \frac{i\delta}{2} \dots iN \cdot i\delta$$

$$\Phi(0.3 \cdot eV) = -1.39069 \quad \Phi(iN \cdot i\delta) = 6.3584$$



$$\beta_i := \beta(\epsilon_{th}) \quad \beta_i = 2.93896 \frac{1}{eV}$$

Validity laut Email

$$W_{Kel} \cdot (\beta_i \cdot \epsilon_{th})^{-a} = 5.63513 \text{ GHz}$$

$$\frac{\epsilon_{phon_XL}}{\epsilon_{th}} \cdot \tau(\epsilon_{th})^{-1} = 3.4486 \times 10^3 \text{ GHz}$$

Validity laut Word-Skript

$$w_{Kel} \left(\epsilon_{th} + \frac{1}{\beta_i} \right) \cdot \tau_{en}(\epsilon_{th}) = 6.88284 \times 10^{-4}$$

das heißt, Formel Nr 2 in Keldysh Word-File Ionization ist berechtigt.

$$\gamma := \left(w_{Kel} \left(\epsilon_{th} + \frac{1}{\beta_i} \right) \cdot \tau_{en}(\epsilon_{th}) \right)^{-\frac{1}{4}} \quad \sigma_{Kel}(g) := 2 \cdot \frac{\Gamma\left(\frac{g^2}{16} + \frac{3}{4}\right)}{\Gamma\left(\frac{g^2}{16} + \frac{1}{4}\right)} - \frac{g}{2} \quad \sigma_{Kel}(\gamma) = 8.29381 \times 10^{-3}$$

$$\tau_{Kel} := \exp(\Phi(\epsilon_{th})) \cdot \int_{0 \cdot eV}^{\epsilon_{th}} \left(\frac{1}{Df(e) \cdot g(e)} \cdot \exp(\Phi(e) - \Phi(\epsilon_{th})) \cdot \int_{0 \cdot eV}^e \exp(-\Phi(ee)) \cdot g(ee) dee + \frac{\gamma \cdot g(e)}{Rf(\epsilon_{th}) \cdot g(\epsilon_{th}) \cdot \sigma_{Kel}(\gamma)} \cdot \exp(-\Phi(e)) \right) de$$

die Lawinenanwachszeit:

$$\tau_{Kel} = 1.99923 \text{ ns}$$

Umrechnung auf Ionisationskoeffizienten in cm^{-1} :

$$\left(6 \cdot 10^6 \cdot \frac{\text{cm}}{\text{s}} \cdot \tau_{Kel} \right)^{-1} = 83.36535 \frac{1}{\text{cm}}$$

Anhang D

Simulation zur Stoßionisation im Terahertzfeld

Doktorarbeit/.../Antenna_Mr19-Shot13.mcd

Simulation of THz-field induced impact ionisation avalanches

$$\begin{aligned}
s &:= s & A &:= A & kA &:= 1000 \cdot A & V &:= V & kV &:= 1000 \cdot V & GHz &:= 10^9 \cdot s^{-1} \\
\mu s &:= 10^{-6} \cdot s & ns &:= 10^{-9} \cdot s & ps &:= 10^{-12} \cdot s & fs &:= 10^{-15} \cdot s & THz &:= 10^{12} \cdot s^{-1} \\
\mu V &:= 10^{-6} \cdot V & \mu J &:= 10^{-6} \cdot J & nJ &:= 10^{-9} \cdot J & pJ &:= 10^{-12} \cdot J & meV &:= 1.602 \cdot 10^{-22} \cdot J & W &:= V \cdot A \\
J &:= 1 \cdot J & mA &:= 10^{-3} \cdot A & kHz &:= 10^3 \cdot s^{-1} & nW &:= 10^{-9} \cdot W & mm &:= 10^{-3} \cdot m
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mu m &:= 10^{-6} \cdot m & mW &:= 10^{-3} \cdot W & \mu W &:= 10^{-6} \cdot W & \mu A &:= 10^{-6} \cdot A \\
nm &:= 10^{-9} \cdot m & A^\circ &:= 10^{-10} \cdot m & cm &:= 10^{-2} \cdot m & \Omega &:= \frac{V}{A} & imag &:= i
\end{aligned}$$

$$e_0 := 1.60217733 \cdot 10^{-19} \cdot A \cdot s \quad \text{Elementary Charge}$$

$$k_B := 1.380662 \cdot 10^{-23} \cdot \frac{J}{K} \quad \text{Boltzmann constant} \quad fF := 10^{-15} \cdot F$$

$$h_q := 6.6260755 \cdot \frac{10^{-34}}{2 \cdot \pi} \cdot J \cdot s \quad \text{Reduced Planck constant}$$

$$m_0 := 9.1093897 \cdot 10^{-31} \cdot kg \quad \text{Electron rest mass}$$

$$\epsilon_0 := 8.854188 \cdot 10^{-12} \cdot \frac{C}{V \cdot m} \quad eV := e_0 \cdot V$$

Crystal-Parameter

$$a := 0.283 \cdot nm \quad L := 960 \cdot nm \quad \text{area of the mesa : } A_{\text{mesa}} := \pi \cdot 0.5 \cdot \mu m \cdot 0.5 \cdot \mu m$$

$$\text{Genauigkeit : } X := 200$$

$$v_{\max} := 10 \cdot THz \quad v_{\min} := 0.1 \cdot THz \quad v := v_{\min} \cdot \left(v_{\min} + \frac{v_{\max} - v_{\min}}{X} \right) \cdot v_{\max}$$

GaAs:

$$\begin{aligned}
\epsilon_0 &:= 12.9 & \epsilon_{\text{unendl}} &:= 10.9 & \omega_{T_GaAs} &:= 2 \cdot \pi \cdot 8.02 \cdot THz & \gamma_0_{GaAs} &:= 2 \cdot \pi \cdot 2.4 \cdot 3 \cdot 10^{10} \cdot Hz \\
& & & & \omega_{L_GaAs} &:= 2 \cdot \pi \cdot 8.576 \cdot 10^{12} & \gamma_{GaAs} &= 0.452 \cdot THz
\end{aligned}$$

$$\epsilon(\omega) := \epsilon_{\text{unendl}} + (\epsilon_0 - \epsilon_{\text{unendl}}) \cdot \frac{\omega_{T_GaAs}^2}{\omega_{T_GaAs}^2 - \omega^2 + i \cdot \gamma_0_{GaAs} \cdot \omega} \quad \text{Blakemore Page 115} \quad \omega_T := 2 \cdot \pi \cdot 3.3 \cdot THz$$

average values for X and L valley electrons:

$$\text{effective mass: } m_{\text{eff}} := 0.3 \cdot m_0 \quad \tau_{\text{def}} := 30 \cdot fs \quad n_d := 10^{17} \cdot \frac{1}{cm^3}$$

$$\text{mobility : } \mu(\omega) := \frac{e_0}{m_{\text{eff}}} \cdot \tau_{\text{def}} \cdot \left(\frac{1}{1 + \omega^2 \cdot \tau_{\text{def}}^2} + i \cdot \frac{\omega \cdot \tau_{\text{def}}}{1 + \omega^2 \cdot \tau_{\text{def}}^2} \right) \quad \mu(0.2 \cdot \pi \cdot THz) = 175.88 \frac{cm^2}{V \cdot s}$$

$$\begin{aligned}
 \text{conductivity :} \quad \sigma(\omega, n) &:= e_0 \cdot [n \cdot \mu(\omega) + (n - n_d) \cdot 1 \cdot \mu(\omega)] - i \cdot \omega \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon(\omega) \\
 \text{Re}(\sigma(\omega T, n_d)) &= 201.213064 \frac{1}{\Omega \cdot \text{m}} \quad \text{Im}(\sigma(\omega T, n_d)) = -2316.718925 \frac{1}{\Omega \cdot \text{m}} \\
 \text{conductance :} \quad G(\omega, n) &:= \frac{\sigma(\omega, n) \cdot A_{\text{mesa}}}{L} \quad \text{resistance :} \quad Z(\omega, n) := \frac{1}{G(\omega, n)} \\
 &\text{highly doped region of mesa:} \\
 n_{\text{Buf}} &:= 2 \cdot 10^{18} \cdot \frac{1}{\text{cm}^3} \quad m_\Gamma := 0.07 \cdot m_0 \quad L_{\text{Rs}} := 0.3 \cdot \mu\text{m} \quad \tau_\Gamma := 150 \cdot \text{fs} \\
 \text{mobility Gamma :} \quad \mu_\Gamma(\omega) &:= \frac{e_0}{m_\Gamma} \cdot \tau_\Gamma \cdot \left(\frac{1}{1 + \omega^2 \cdot \tau_\Gamma^2} + i \cdot \frac{\omega \cdot \tau_\Gamma}{1 + \omega^2 \cdot \tau_\Gamma^2} \right) \\
 \text{conductivity Rs :} \quad \sigma_{\text{Rs}}(\omega) &:= n_{\text{Buf}} \cdot e_0 \cdot \mu_\Gamma(\omega) - i \cdot \omega \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon(\omega) \\
 \text{conductance :} \quad G_{\text{Rs}}(\omega) &:= \frac{\sigma_{\text{Rs}}(\omega) \cdot A_{\text{mesa}}}{L_{\text{Rs}}} \\
 \text{resistance :} \quad Z_{\text{Buf}}(\omega) &:= \frac{1}{G_{\text{Rs}}(\omega)} \quad Z_{\text{Buf}}(\omega T) = 3.599639 - 10.42011i \Omega \\
 R_{0\text{con}} &:= 1.2 \cdot 10^{-6} \cdot \Omega \cdot \text{cm}^2 \quad R_{\text{con}} := \frac{R_{0\text{con}}}{A_{\text{mesa}}} \quad R_{\text{con}} = 152.788745 \Omega \\
 Z_D(\omega, n) &:= Z(\omega, n) + Z_{\text{Buf}}(\omega) + R_{\text{con}} \quad Z_D(\omega T, n_d) = 201.869078 + 513.233683i \Omega \\
 Z_{\text{Ant}} &:= (1 + 0i) \cdot 150 \cdot \Omega \\
 \text{Test-Leistung:} \quad \text{Pt} &:= 0.01 \cdot 200 \cdot \text{W} \quad \text{Pt} = 2 \text{ W} \\
 U_{\text{HF}}(P) &:= (2 \cdot P \cdot Z_{\text{Ant}})^{0.5} \quad U_{\text{HF}}(\text{Pt}) = 24.494897 \text{ V} \quad |U_{\text{HF}}(\text{Pt})| = 24.494897 \text{ V} \\
 sp(\omega, n) &:= \frac{2 \cdot Z_D(\omega, n)}{Z_D(\omega, n) + Z_{\text{Ant}}} \\
 U_T(\omega, n, P) &:= |U_{\text{HF}}(P) \cdot sp(\omega, n)| \quad U_T(\omega T, n_d, \text{Pt}) = 43.4187549 \text{ V} \\
 U_{\text{GaAs}}(\omega, n, P) &:= U_T(\omega, n, P) \cdot \frac{Z(\omega, n)}{Z_D(\omega, n)} \quad |U_{\text{GaAs}}(\omega T, n_d, \text{Pt})| = 41.38 \text{ V} \\
 U_{\text{Buf}}(\omega, n, P) &:= U_T(\omega, n, P) \cdot \frac{Z_{\text{Buf}}(\omega)}{Z_D(\omega, n)} \quad |U_{\text{Buf}}(\omega T, n_d, \text{Pt})| = 0.867919 \text{ V} \\
 U_{\text{Rs}}(\omega, n, P) &:= U_T(\omega, n, P) \cdot \frac{R_{\text{con}}}{Z_D(\omega, n)} \quad |U_{\text{Rs}}(\omega T, n_d, \text{Pt})| = 12.028673 \text{ V}
 \end{aligned}$$

$$P_{\text{absGaAs}}(\omega, n, P) := \frac{1}{2} \cdot \text{Re} \left(\frac{1}{Z(\omega, n)} \right) \cdot \left(|U_{\text{GaAs}}(\omega, n, P)| \right)^2 \quad P_{\text{absGaAs}}(\omega T, n_d, Pt) = 0.140945 \cdot 10^{-3} \text{ W}$$

$$P_{\text{Rs}}(\omega, n, P) := \frac{1}{2} \cdot \text{Re} \left(\frac{1}{R_{\text{con}}} \right) \cdot \left(|U_{\text{Rs}}(\omega, n, P)| \right)^2 \quad P_{\text{Rs}}(\omega T, n_d, Pt) = 0.473494 \cdot 10^{-3} \text{ W}$$

$$P_{\text{absBuf}}(\omega, n, P) := \frac{1}{2} \cdot \text{Re} \left(\frac{1}{Z_{\text{Buf}}(\omega)} \right) \cdot \left(|U_{\text{Buf}}(\omega, n, P)| \right)^2 \quad P_{\text{absBuf}}(\omega T, n_d, Pt) = 0.011155 \text{ W}$$

$$P_{\text{abs}}(\omega, n, P) := P_{\text{absGaAs}}(\omega, n, P) + P_{\text{absBuf}}(\omega, n, P) + P_{\text{Rs}}(\omega, n, P) \quad P_{\text{abs}}(\omega T, n_d, Pt) = 0.625594 \text{ W}$$

hier zeigt sich, wie das Feld mit steigender Elektronendichte kleiner wird:

$$\frac{|U_{\text{GaAs}}(\omega T, 1 \cdot n_d, Pt)|}{L} = 431.054 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$\frac{|U_{\text{Buf}}(\omega T, n_d, Pt)|}{0.3 \mu\text{m}} = 28.931 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$\frac{|U_{\text{GaAs}}(\omega T, 6 \cdot n_d, Pt)|}{L} = 323.727 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$\frac{|U_{\text{Buf}}(\omega T, 6 \cdot n_d, Pt)|}{0.3 \mu\text{m}} = 23.066 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$\frac{|U_{\text{GaAs}}(\omega T, 10 \cdot n_d, Pt)|}{L} = 259.398 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$\frac{|U_{\text{Buf}}(\omega T, 10 n_d, Pt)|}{0.3 \mu\text{m}} = 28.888 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$\frac{|U_{\text{GaAs}}(\omega T, 50 \cdot n_d, Pt)|}{L} = 77.751 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$\frac{|U_{\text{Buf}}(\omega T, 50 \cdot n_d, Pt)|}{0.3 \mu\text{m}} = 50.473 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

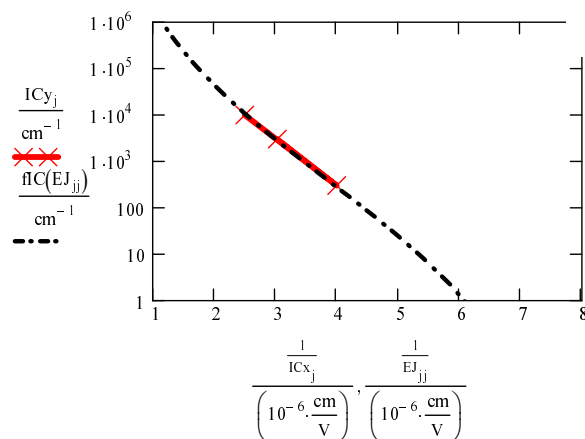
ionisation coefficient (nach Fischetti IEEE **38**, 634-649 (1991)):

$$j := 0..2 \quad IC_{x0} := 400 \cdot \frac{\text{kV}}{\text{cm}} \quad IC_{x1} := 250 \cdot \frac{\text{kV}}{\text{cm}} \quad IC_{x2} := 330 \cdot \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$IC_{y0} := 10^4 \cdot \frac{1}{\text{cm}} \quad IC_{y1} := 3 \cdot 10^2 \cdot \frac{1}{\text{cm}} \quad IC_{y2} := 3 \cdot 10^3 \cdot \frac{1}{\text{cm}}$$

fIC = fit function for ionisation coefficient:

$$jj := 0, 1..60 \quad EJ_{jj} := 10 \cdot \frac{\text{kV}}{\text{cm}} \cdot 10^{\frac{2 \cdot jj}{60}} \quad E1 := 130 \cdot \frac{\text{kV}}{\text{cm}} \quad fIC(E) := \begin{cases} 0 & \text{if } E \leq E1 \\ \left[4 \cdot 10^2 \cdot \left(\frac{E - E1}{E1} \right)^{4.5} \cdot \text{cm}^{-1} \right] & \text{if } E1 < E \end{cases}$$



ionisation rate for AMPLITUDE E:

$$vD := 6 \cdot 10^6 \cdot \frac{\text{cm}}{\text{s}} \quad fIR(E) := \left| fIC(2^{-0.5} \cdot E) \right| \cdot vD \quad fIR\left(350 \cdot \frac{\text{kV}}{\text{cm}}\right) = 1.522042 \frac{1}{\text{ns}}$$

loading the THz pulses:

hier wird der experimentell gemessene Verlauf
der Leistung des THz-Pulses in den Vektor P_t geladen

P_t :=

 C:\..\PvonT.dat

width of small time intervall: $\text{del_t} := 0.1 \cdot \text{ns}$ $\text{del_t} = 1 \times 10^{-10} \text{ s}$

in = number of time steps in window: $\text{in} := 400$

i0 := 550

ii := 0, 1 .. in $t_{ii} := ii \cdot \text{del_t}$

$$P_{ii} := \begin{cases} 0 \cdot W & \text{if } P_{t_{ii+i0}, 1} < 0 \\ (0.01 \cdot P_{t_{ii+i0}, 1} \cdot W) & \text{otherwise} \end{cases}$$

$P_{10} = 0.44778 \text{ W}$

$$E_{\text{cry}}(P, n) := \frac{|U_{\text{GaAs}}(\omega T, n, P)|}{L}$$

$$E_{\text{cry}}(0.0 \cdot W, n_d) = 0 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$vt_{ii} := \text{del_t} \cdot ii$ $\text{del_t2} := 0.25 \cdot \text{del_t}$ $jn := 4 \cdot in$ $jj := 0, 1 .. jn$ $t2_{jj} := \text{del_t2} \cdot jj$

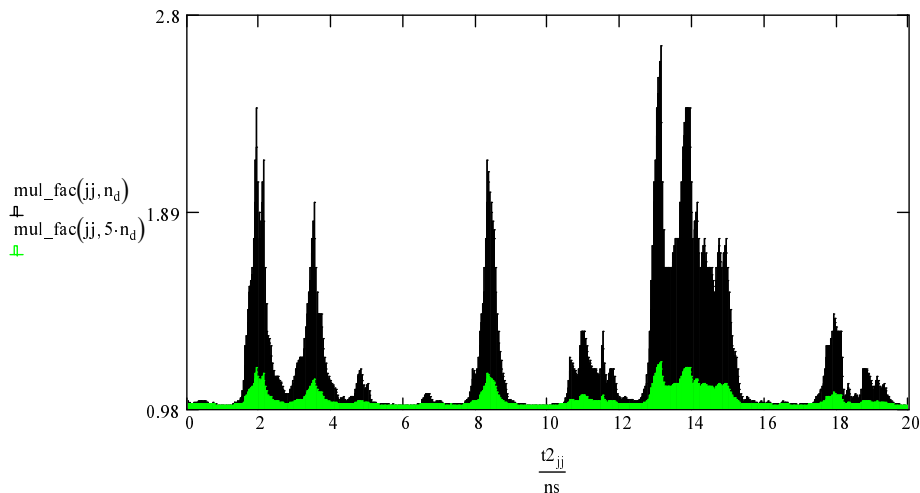
hier wird der Verlauf auf 25 ps Zeitintervalle interpoliert,
um die Rechenfehler, die beim Multiplikationsfaktor gemacht
werden zu verringern

$P2_{jj} := \text{linterp}(vt, P, jj \cdot \text{del_t2})$

mul_fac = multiplication factor for a small time interval depending of the amplitude of the electric field
which itself depends on the electron density:

$$\text{mul_fac}(i, n) := \exp[\text{del_t2} \cdot (fIR(E_{\text{cry}}(P2_i, n)))]$$

hier sieht man, wie der Multiplikationsfaktor für einen Zeitschritt von 25 ps von der Elektronendichte abhängt:
ist die Dichte hoch, ist der Multiplikationsfaktor klein



estimate for diffusion loss for
energy E.therm and effective mass m.therm:

$$E_{\text{therm}} := 0.15 \cdot \text{eV} \quad m_{\text{therm}} := 1m_0$$

$$\text{thermal velocity: } v_{\text{therm}} := \left(\frac{2 \cdot E_{\text{therm}}}{m_{\text{therm}}} \right)^{0.5}$$

$$v_{\text{therm}} = 2.297054 \times 10^7 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$$

$$\text{diffusion constant: } D := \frac{1}{3} v_{\text{therm}}^2 \cdot \tau_{\text{def}} \quad D = 5.276459 \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$$

im Seeger p.91:
 $D = k_B T \tau / m$

$$\text{diffusion length: } x := 0.65 \cdot \mu\text{m}$$

$$\text{diffusion time: } t_{\text{dif}} := \frac{x^2}{4D}$$

$$t_{\text{dif}} = 0.200182 \text{ ns}$$

$$\text{diffusion loss time: } \tau_{\text{dif}} := 0.2 \cdot \text{ns}$$

hole lifetime (Hwang): $j := 0..5$

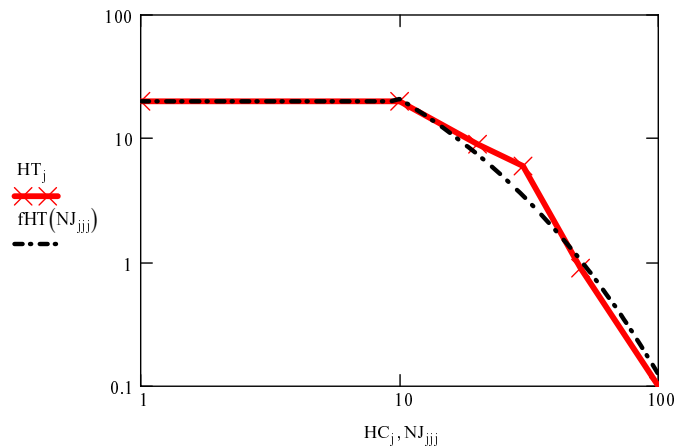
$$HC_0 := 1 \quad HC_1 := 10 \quad HC_2 := 20 \quad HC_3 := 30 \quad HC_4 := 50 \quad HC_5 := 100$$

$$HT_0 := 20 \quad HT_1 := 20 \quad HT_2 := 9 \quad HT_3 := 6 \quad HT_4 := 0.9 \quad HT_5 := 0.1$$

fHT = fit function for hoole lifetime:

$$j_{jj} := 0, 1..60 \quad NJ_{jj} := 10^{\frac{2 \cdot j_{jj}}{60}}$$

$$fHT(NJ) := \begin{cases} 20 & \text{if } NJ < 10 \\ \frac{350}{\exp(NJ^{0.45})} & \text{if } NJ \geq 10 \end{cases}$$



$$\text{recombination loss time: } \tau_{\text{rec}}(n) := fHT\left(\frac{n}{n_d}\right) \cdot \text{ns}$$

$$\tau_{\text{rec}}(5 \cdot 10^{18} \cdot \text{cm}^{-3}) = 1.044053 \text{ ns}$$

diffusion loss of electron-hole-pairs
from n to n+ region:

$$\text{loss_dif}(n) := \left[(n - n_d) \frac{\text{del_t2}}{\tau_{\text{dif}}} \right]$$

recombination loss of electron-hole
-pairs in n+ region:

$$\text{loss_rec}(n) := (n) \cdot \left(1 - \exp\left(\frac{-\text{del_t2}}{\tau_{\text{rec}}(n)}\right) \right)$$

$$\tau_{\text{npl}} := 10 \cdot \text{ns}$$

lattice heat escape from n+ region:

$$\text{heat_npl}(n) := (n) \cdot \left(1 - \exp\left(\frac{-\text{del_t2}}{\tau_{\text{npl}}}\right) \right)$$

$$\tau_n := 1 \cdot \text{ns}$$

lattice heat escape from n region:

$$\text{heat_n}(n) := (n) \cdot \left(1 - \exp\left(\frac{-\text{del_t2}}{\tau_n}\right) \right)$$

$n_{tj,0}$ = function describing electron density in time interval j depending
on the WHOLE history of field amplitude including change of
reflection due to change of electron density.

$n_{tj,1}$ = function hole density

$n_{tj,2}$ = lattice temperature increase of n region

$n_{tj,3}$ = lattice temperature increase of n+ region

$$s_vec_{jj,0} := n_d \quad s_vec_{jj,1} := 0n_d$$

with losses = 1
without = 0:

$$\text{loss_bool} := 1$$

$$\text{temp}_{jj,0} := 0 \cdot \text{K} \quad \text{temp}_{jj,1} := 0 \cdot \text{K}$$

$$\begin{array}{l} n_t := \left| \begin{array}{l} ss \leftarrow s_vec \\ \text{for } i \in 1 \dots jn \\ \left| \begin{array}{l} ss_{i,0} \leftarrow ss_{i-1,0} \cdot \text{mul_fac}(i-1, ss_{i-1,0}) - \text{loss_bool} \cdot \text{loss_dif}(ss_{i-1,0}) \\ ss_{i,1} \leftarrow ss_{i-1,1} + \text{loss_dif}(ss_{i-1,0}) - \text{loss_rec}(ss_{i-1,1}) \end{array} \right. \\ ss \end{array} \right. \end{array}$$

$$\text{Vol} := L \cdot A_{\text{mesa}}$$

density of mass :

$$\rho := 5.3165 \cdot \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$$

mass of a mesa:

$$m_{\text{Mesa}} := \rho \cdot \text{Vol}$$

spec. Heat at const p:

$$c_p := 330 \cdot \frac{10^{-3} \text{J}}{\text{g} \cdot \text{K}}$$

$$c_m := \frac{1}{c_p \cdot m_{\text{Mesa}}}$$

$$\begin{array}{l} n_temp := \left| \begin{array}{l} ss \leftarrow \text{temp} \\ \text{for } i \in 1 \dots jn \\ \left| \begin{array}{l} ss_{i,0} \leftarrow ss_{i-1,0} - \text{heat_n}(ss_{i-1,0}) + P_{\text{absGaAs}}(\omega T, n_{tj-1,0}, P2_i) \cdot \text{del_t2} \cdot c_m \\ ss_{i,1} \leftarrow ss_{i-1,1} - \text{heat_n}(ss_{i-1,1}) + P_{\text{absBuf}}(\omega T, n_{tj-1,0}, P2_i) \cdot \text{del_t2} \cdot c_m \end{array} \right. \\ ss \end{array} \right. \end{array}$$

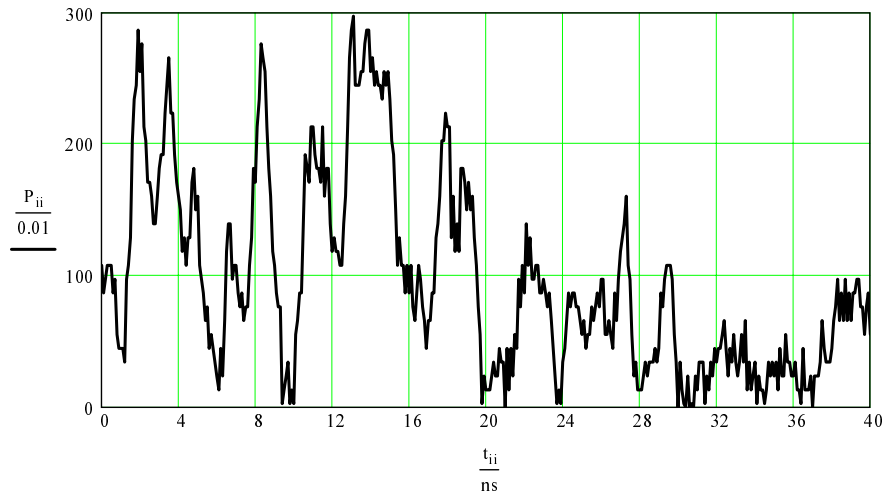
hier wird das gemessene
Photomultiplier-Signal geladen:

 $L_t :=$

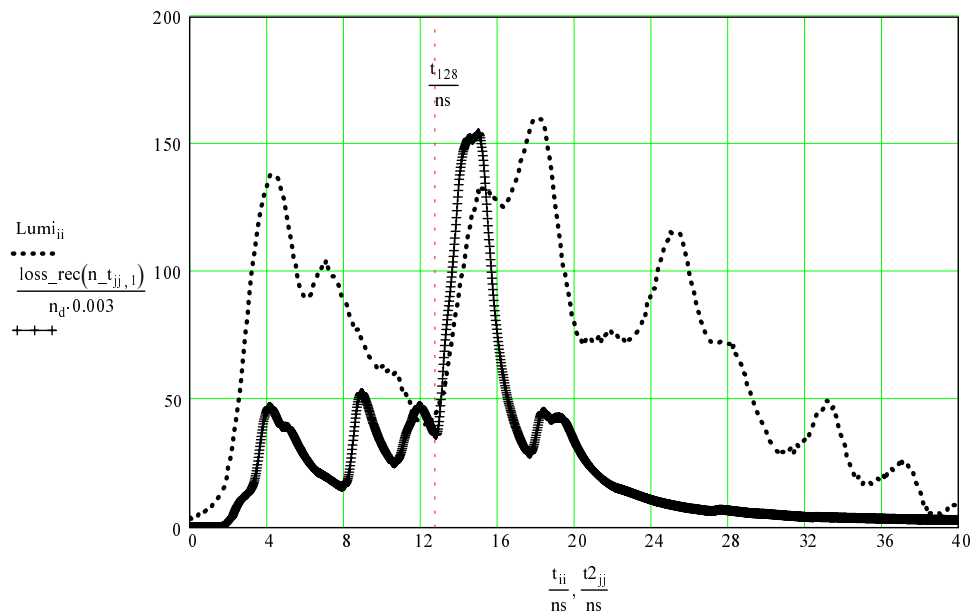
C:\...PMT_orig.dat

 $di := 140$
 $Lumi_{ii} := -[L_t_{(ii+i0+di)}, 1 \cdot 1000]$

der THz-Pulszug



und das dazugehörige Photomultiplier-Signal (depunktelt) und
die berechnete Lumineszenz-Stärke (durchgezogen mit +)



Anhang E

Die Multiphoton-Ionisationsrate nach Keldysh

Abschätzung der Wahrscheinlichkeit für Multiphoton-Absorption mit Keldysh-Formel: Soviet Physics JETP 20 1307 (1965)

Konstanten: $c := 2.99 \cdot 10^8 \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ $\epsilon_0 := 8.8542 \cdot 10^{-12} \cdot \text{A} \cdot \text{s} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ $a := 0.283 \cdot 10^{-9} \cdot \text{m}$
 $e_c := 1.60217733 \cdot 10^{-19} \cdot \text{C}$ $\mu_0 := 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7} \cdot \text{V} \cdot \text{s} \cdot \text{A}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ $m_0 := 9.10953 \cdot 10^{-31} \cdot \text{kg}$
 $k_B := 1.380658 \cdot 10^{-23} \cdot \text{J} \cdot \text{K}^{-1}$ $h_q := 1.05457266 \cdot 10^{-34} \cdot \text{J} \cdot \text{s}$ $T := 300 \cdot \text{K}$ $\text{ml} := \text{a}$

Einheiten: $\text{ns} := 10^{-9} \cdot \text{s}$ $\text{ps} := 10^{-12} \cdot \text{s}$ $\text{fs} := 10^{-15} \cdot \text{s}$ $\text{kV} := 10^3 \cdot \text{V}$
 $\mu\text{m} := 10^{-6} \cdot \text{m}$ $\text{nm} := 10^{-9} \cdot \text{m}$ $\text{MV} := 10^6 \cdot \text{V}$ $\text{THz} := 10^3 \cdot \text{GHz}$
 $\text{W} := \text{W}$ $\text{mW} := 10^{-3} \cdot \text{W}$ $\text{kW} := 10^3 \cdot \text{W}$ $\text{cm} := 10^{-2} \cdot \text{m}$
 $\text{eV} := e_c \cdot \text{V}$ $\text{meV} := 10^{-3} \cdot \text{eV}$ $\text{m} := 100 \cdot \text{cm}$ $n_d := 8 \cdot 10^{16} \cdot \text{cm}^{-3}$

Parameter :

effective masses : $m_e := 0.066 \cdot m_0$ $m_h := 0.45 \cdot m_0$ $m_{\text{eff}} := \frac{1}{\frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h}}$ $m_{\text{eff}} = 0.0575581395 m_0$
 $\Delta 0 := 1.4 \cdot \text{eV}$ $\omega := 3.3 \cdot 2 \cdot \pi \cdot \text{THz}$ $\text{gz}(x) := x - \text{mod}(x, 1)$

$\frac{\Delta 0}{h_q \cdot \omega} = 102.5813244094$ $F = \text{amplitude of electric field}$ $F := 500 \cdot \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ $\omega_t := \frac{e_c \cdot F}{(m_{\text{eff}} \cdot \Delta 0)^{0.5}}$
 compare growing Impact Ionizationrate with Multiphoton-Ionizationrate constant in time : $\frac{\left(\exp\left(\frac{2 \cdot \text{ns}}{2 \cdot \text{ns}}\right) \cdot n_d \right) - n_d}{2} = 6.873 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ $\Rightarrow w_{\text{II}} := 0.7 \cdot \frac{10^{17}}{\text{ns} \cdot \text{cm}^3}$

special functions: $\gamma(\omega, F) := \frac{\omega}{e_c \cdot F} (m_{\text{eff}} \cdot \Delta 0)^{0.5}$ $\Phi(z) := \int_0^z \exp(y^2 - z^2) dy$

all frequencies: Formular (37)

complete Elliptic integral of first kind: $K(k) := \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{\sqrt{1 - k^2 \cdot \sin(\theta)^2}} d\theta$ $\text{complete Elliptic integral of second kind: } E(k) := \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{1 - k^2 \cdot \sin(\theta)^2} d\theta$

effective ionization potential: $\Delta_{\text{af}}(F, \omega) := \frac{2}{\pi} \Delta 0 \cdot \frac{(1 + \gamma(\omega, F)^2)^{0.5}}{\gamma(\omega, F)} \cdot E\left[\frac{1}{(1 + \gamma(\omega, F)^2)^{0.5}}\right]$

$QI(\gamma, x) := \sum_{n=0}^{50} \exp\left[-\pi \left(K\left(\frac{\gamma}{\sqrt{1 + \gamma^2}}\right) - E\left(\frac{\gamma}{\sqrt{1 + \gamma^2}}\right) \right) \cdot \frac{n}{E\left(\frac{1}{\sqrt{1 + \gamma^2}}\right)} \right] \cdot \Phi\left[\frac{\pi^2 (2 \cdot \text{gz}(x + 1) - 2 \cdot x + n)}{2 \cdot K\left(\frac{1}{\sqrt{1 + \gamma^2}}\right)} \cdot E\left(\frac{1}{\sqrt{1 + \gamma^2}}\right)\right]^{\frac{1}{2}}$

$Q(\gamma, x) := QI(\gamma, x) \cdot \left(\frac{\pi}{2 \cdot K\left(\frac{1}{\sqrt{1 + \gamma^2}}\right)} \right)^{\frac{1}{2}}$

$$w_{\text{af}}(\omega, F) := \frac{2 \cdot \omega}{9 \cdot \pi} \cdot \left[\frac{(1 + \gamma(\omega, F)^2)^{0.5}}{\gamma(\omega, F)} \cdot \frac{m_{\text{eff}} \cdot \omega}{h_q} \right]^{\frac{3}{2}} \cdot Q\left(\gamma(\omega, F), \frac{\Delta_{\text{af}}(F, \omega)}{h_q \cdot \omega}\right)$$

$$\text{multiphoton-ionization-probability} \quad w_{\text{af}}(\omega, F) := w_{\text{af}}(\omega, F) \cdot \exp\left[-\pi \cdot g_z \left(\frac{\Delta_{\text{af}}(F, \omega)}{h_q \cdot \omega} + 1\right) \cdot \frac{K\left[\frac{\gamma(\omega, F)}{(1 + \gamma(\omega, F)^2)^{0.5}}\right] - E\left[\frac{\gamma(\omega, F)}{(1 + \gamma(\omega, F)^2)^{0.5}}\right]}{E\left[\frac{1}{(1 + \gamma(\omega, F)^2)^{0.5}}\right]}\right]$$

E_Threshold in abhängigkeit von Frequenz:

$$2^{-0.5} \cdot 1.475 = 1.0429825023$$

$$w_{\text{af}}\left(0.1 \cdot 2 \cdot \pi \cdot \text{THz}, 1.92 \frac{\text{MV}}{\text{cm}}\right) = 7.1212827761 \times 10^{16} \frac{1}{\text{ns} \cdot \text{cm}^3}$$

$$w_{\text{af}}\left(1 \cdot 2 \cdot \pi \cdot \text{THz}, 1.64 \frac{\text{MV}}{\text{cm}}\right) = 7.4598286362 \times 10^{16} \frac{1}{\text{ns} \cdot \text{cm}^3}$$

$$w_{\text{af}}\left(10 \cdot 2 \cdot \pi \cdot \text{THz}, 1.53 \frac{\text{MV}}{\text{cm}}\right) = 8.9136404997 \times 10^{16} \frac{1}{\text{ns} \cdot \text{cm}^3}$$

$$w_{\text{af}}\left(30 \cdot 2 \cdot \pi \cdot \text{THz}, 1.45 \frac{\text{MV}}{\text{cm}}\right) = 6.901537687 \times 10^{16} \frac{1}{\text{ns} \cdot \text{cm}^3}$$

$$w_{\text{af}}\left(40 \cdot 2 \cdot \pi \cdot \text{THz}, 1.31 \frac{\text{MV}}{\text{cm}}\right) = 7.8127468286 \times 10^{16} \frac{1}{\text{ns} \cdot \text{cm}^3}$$

$$w_{\text{af}}\left(50 \cdot 2 \cdot \pi \cdot \text{THz}, 1.28 \frac{\text{MV}}{\text{cm}}\right) = 7.3360647126 \times 10^{16} \frac{1}{\text{ns} \cdot \text{cm}^3}$$

$$w_{\text{af}}\left(60 \cdot 2 \cdot \pi \cdot \text{THz}, 0.97 \frac{\text{MV}}{\text{cm}}\right) = 7.1143530559 \times 10^{16} \frac{1}{\text{ns} \cdot \text{cm}^3}$$

$$w_{\text{af}}\left(70 \cdot 2 \cdot \pi \cdot \text{THz}, 0.81 \frac{\text{MV}}{\text{cm}}\right) = 7.0769876147 \times 10^{16} \frac{1}{\text{ns} \cdot \text{cm}^3}$$

$$w_{\text{af}}\left(100 \cdot 2 \cdot \pi \cdot \text{THz}, 0.74 \frac{\text{MV}}{\text{cm}}\right) = 6.7819647377 \times 10^{16} \frac{1}{\text{ns} \cdot \text{cm}^3}$$

$$w_{\text{af}}\left(150 \cdot 2 \cdot \pi \cdot \text{THz}, 0.48 \frac{\text{MV}}{\text{cm}}\right) = 7.7156191948 \times 10^{16} \frac{1}{\text{ns} \cdot \text{cm}^3}$$

$$w_{\text{af}}\left(200 \cdot 2 \cdot \pi \cdot \text{THz}, 0.103 \frac{\text{MV}}{\text{cm}}\right) = 7.2793487224 \times 10^{16} \frac{1}{\text{ns} \cdot \text{cm}^3}$$

Literaturverzeichnis

- [1] J. B. Gunn, *MICROWAVE OSCILLATIONS OF CURRENT IN III-V SEMICONDUCTORS*, Solid State Commun. **1**, 88–91 (1963).
- [2] J. B. Gunn, *Instabilities of Current in III-V Semiconductors*, IBM J. Res. Dev. **8**, 141–159 (1964).
- [3] H. Eisele, *Two-terminal devices as fundamental solid-state terahertz oscillators*, Proc. SPIE **3828**, 70–80 (1999).
- [4] W. N. Carr, *Characteristics of a GaAs Spontaneous Infrared Source with 40 Percent Efficiency*, IEEE Trans. Electron Devices **12**, 531 (1965).
- [5] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson, *COHERENT LIGHT EMISSION FROM GaAs JUNCTIONS*, Phys. Rev. Lett. **9**, 366–368 (1962).
- [6] I. Hayashi and M. B. Panish, *GaAs-Ga_xAl_{x-1}As Heterostructure Injection Laser which Exhibit Low Thresholds at Room Temperature*, J. Appl. Phys. **41**, 150–163 (1970).
- [7] Zh. I. Alferov, V. M. Andreev, E. L. Portnoi, and M. K. Trukan, *AlAs-GaAs HETEROJUNCTION INJECTION LASERS WITH A LOW ROOM-TEMPERATURE THRESHOLD*, Sov. Phys. Semicond. **3**, 1107–1110 (1970).
- [8] J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, and A. Y. Cho, *Quantum Cascade Laser*, Science **264**, 553–556 (1994).
- [9] C. Sirtori, P. Kruck, S. Barbieri, P. Collot, J. Nagle, M. Beck, J. Faist, and U. Oesterle, *GaAs/Al_{1-x}Ga_xAs quantum cascade lasers*, Appl. Phys. Lett. **73**, 3486–3488 (1998).
- [10] L. Esaki and R. Tsu, *Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors*, IBM J. Res. Dev. **14**, 61–65 (1970).

- [11] J. F. Palmier, G. Etemadi, A. Sibille, M. Hadjazi, F. Mollot, and R. Planel, *High field miniband conduction in GaAs/AlAs superlattices*, Surf. Sci. **267**, 574–578 (1992).
- [12] E. Schomburg, K. Hofbeck, J. Grenzer, T. Blomeier, A. A. Ignatov, K. F. Renk, D. G. Pavelev, Y. Koschurinov, V. Ustinov, A. Zhukov, S. Ivanov, and P. S. Kopev, *Millimeter wave oscillator based on a quasi planar superlattice electronic device*, Appl. Phys. Lett. **71**, 401–403 (1997).
- [13] M. Haeussler, E. Schomburg, J.-M. Batke, F. Klappenberger, A. Weber, H. Appel, K. F. Renk, H. Hummel, B. Stroebel, D. G. Pavel'ev, and Y. Koschurinov, *Millimetre-wave generation with semiconductor superlattice mounted in cavity fabricated by UV-photolithography and galvanofor-
ming*, Electron. Lett. **39**, 784–785 (2003).
- [14] F. Klappenberger, K. F. Renk, P. Renk, B. Rieder, Y. Koshurinov, D. Pavelev, V. Ustinov, A. Zhukov, N. Maleev, and A. Vasilyev, *Semiconductor-superlattice frequency multiplier for generation of submillimeter waves*, Appl. Phys. Lett. **84**, 3924–3926 (2004).
- [15] F. Klappenberger, A. A. Ignatov, S. Winnerl, E. Schomburg, W. Wegscheider, K. F. Renk, and M. Bichler, *Broadband semiconductor superlattice detector for THz radiation*, Appl. Phys. Lett. **78**, 1673–1675 (2001).
- [16] K. v. Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, *New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance*, Phys. Rev. Lett. **45**, 494–497 (1980).
- [17] L. Pfeiffer, K. W. West, H. L. Stormer, J. P. Eisenstein, K. W. Baldwin, D. Gerishoni, and J. Spector, *Formation of a high quality two-dimensional electron gas on cleaved GaAs*, Appl. Phys. Lett. **56**, 1697–1699 (1990).
- [18] A. R. Goñi, L. N. Pfeiffer, K. W. West, A. Pinczuk, H. U. Baranger, and H. L. Stormer, *Observation of quantum wire formation at intersecting quantum wells*, Appl. Phys. Lett. **61**, 1956–1958 (1992).
- [19] R. D. Grober, T. D. Harris, J. K. Trautman, E. Betzig, W. Wegscheider, L. Pfeiffer, and K. West, *Optical spectroscopy of a GaAs/AlGaAs quantum wire structure using near-field scanning optical microscopy*, Appl. Phys. Lett. **64**, 1421–1423 (1994).
- [20] S. Schmult, I. Keck, T. Herrle, W. Wegscheider, M. Bichler, D. Schuh, and G. Abstreiter, *Field-effect-induced midinfrared electroluminescence of a quantum-wire-cascade structure by remote δ -doping*, Appl. Phys. Lett. **83**, 1909–1911 (2003).

- [21] W. Wegscheider, G. Schedelbeck, G. Abstreiter, M. Rother, and M. Bichler, *Atomically Precise GaAs/AlGaAs Quantum Dots Fabricated by Twofold Cleaved Edge Overgrowth*, Phys. Rev. Lett. **79**, 1917–1920 (1997).
- [22] B. Ferguson and X.-C. Zhang, *Materials for terahertz science and technology*, Nature Materials **1**, 26–33 (2002).
- [23] T. G. Philips and J. Kreene, *Submillimeter astronomy*, Proc. IEEE **80**, 1662–1678 (1992).
- [24] P. H. Siegel, *Terahertz Technology*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **50**, 910–928 (2002).
- [25] D. H. Auston, K. P. Cheung, J. A. Valdmanis, and D. A. Kleinman, *Cherenkov radiation from femtosecond optical pulses in electro-optic media*, Phys. Rev. Lett. **53**, 1555–1558 (1984).
- [26] R. Huber, A. Brodschelm, M. Bichler, G. Abstreiter, and A. Leitenstorfer, *How many-particle interactions develop after ultrafast excitation of an electron-hole plasma*, Nature **414**, 286–289 (2001).
- [27] M. Walther, P. Plochocka, B. Fischer, H. Helm, and P. Uhd Jepsen, *Collective Vibrational Modes in Biological Molecules Investigated by Terahertz Time-Domain Spectroscopy*, Biopolymers **67**, 310–313 (2002).
- [28] P. F. Taday, I. V. Bradley, and D. D. Arnone, *Terahertz Pulse Spectroscopy of Biological Materials: L-Glutamic Acid*, J. Bio. Phys. **29**, 109–115 (2003).
- [29] R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, D. A. Ritchie, R. C. Iotti, and F. Rossi, *Terahertz semiconductor laser*, Nature **417**, 156–159 (2002).
- [30] R. Köhler, A. Tredicucci, C. Mauro, F. Beltram, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, and D. A. Ritchie, *Terahertz quantum-cascade lasers based on an interlaced photon-phonon cascade*, Appl. Phys. Lett. **84**, 1266–1268 (2004).
- [31] M. Nagel, P. H. Bolivar, M. Brucherseifer, H. Kurz, A. Bosserhoff, and R. Büttner, *Integrated THz technology for label-free genetic diagnostics*, Appl. Phys. Lett. **80**, 154 – 156 (2002).
- [32] B. J. Keay, S. Zeuner, S. J. Allen, Jr., L. D. Maranowski, A. C. G. U. Bhattacharya, and M. J. W. Rodwell, *Dynamic Localization, Absolute Negative Conductance, and Stimulated, Multiphoton Emission in Sequential Resonant Tunneling Semiconductor Superlattices*, Phys. Rev. Lett. **75**, 4102–4105 (1995).

- [33] K. B. Nordstrom, K. Johnsen, S. J. Allen, A.-P. Jauho, B. Birnir, J. Kono, T. Noda, H. Akiyama, and H. Sakaki, *Excitonic Dynamical Franz-Keldysh Effect*, Phys. Rev. Lett. **81**, 457–460 (1998).
- [34] S. D. Ganichev, E. L. Ivchenko, V. V. Bel'kov, S. A. Tarasenko, M. Sollinger, D. Weiss, W. Wegscheider, and W. Prettl, *Spin-galvanic effect*, Nature **417**, 153–156 (2002).
- [35] R. A. Logan, A. G. Chynoweth, and B. C. Cohen, *Avalanche Breakdown in Gallium Arsenide p-n Junctions*, Phys. Rev. **128**, 2518–2523 (1962).
- [36] J. S. Heeks, *Some Properties of the Moving High-Field Domain in Gunn Effect Devices*, IEEE Trans. Electron Devices **13**, 68–79 (1966).
- [37] P. D. Southgate, *Recombination Processes following Impact Ionization by High-Field Domains in Gallium Arsenide*, J. Appl. Phys. **38**, 4589–4595 (1967).
- [38] H. W. Thim and S. Knight, *CARRIER GENERATION AND SWITCHING PHENOMENA IN n-GaAs DEVICES*, Appl. Phys. Lett. **11**, 83–85 (1967).
- [39] S. L. Miller, *Avalanche Breakdown in Germanium*, Phys. Rev. **99**, 1234–1241 (1955).
- [40] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, Wiley, New York, 1981.
- [41] K. Seeger, *Semiconductor Physics*, Springer, Berlin, 1997.
- [42] P. T. Landsberg, *Recombination in semiconductors*, Cambridge University Press, Cambridge, 1991.
- [43] L. V. Keldysh, *KINETIC THEORY OF IMPACT IONIZATION IN SEMICONDUCTORS*, Sov. Phys. JETP **37(10)**, 509–518 (1960).
- [44] L. V. Keldysh, *CONCERNING THE THEORY OF IMPACT IONIZATION IN SEMICONDUCTORS*, Sov. Phys. JETP **21**, 1135–1144 (1965).
- [45] J. R. Chelikowsky and M. L. Cohen, *Nonlocal pseudopotential calculations for the electronic structure of eleven diamond and zinc-blende semiconductors*, Phys. Rev. B **14**, 556–582 (1976).
- [46] H. Shichijo and K. Hess, *Band-structure-dependent transport and impact ionization in GaAs*, Phys. Rev. B **23**, 4197–4207 (1981).
- [47] J. Bude and K. Hess, *Threshold of impact ionization in semiconductors*, Appl. Phys. Lett. **72**, 3554–3561 (1992).

- [48] M. Stobbe, R. Redmer, and W. Schattke, *Impact ionization rate in GaAs*, Phys. Rev. B **49**, 4494–4500 (1994).
- [49] R. Redmer, J. R. Madureira, N. Fitzler, S. M. Goodnick, W. Schattke, and E. Schöll, *Field effect on the impact ionization rate in semiconductors*, J. Appl. Phys. **87**, 781–788 (2000).
- [50] S. Picozzi, R. Asahi, C. B. Geller, A. Continenza, and A. J. Freeman, *Impact ionization in GaAs: A screened exchange density-functional approach*, Phys. Rev. B **65**, 113206–1–4 (2002).
- [51] F. Capasso, R. E. Nahory, M. A. Pollack, and T. P. Pearsall, *Observation of Electronic Band-Structure Effect on Impact Ionization by Temperature Tuning*, Phys. Rev. Lett. **39**, 723–726 (1977).
- [52] T. P. Pearsall, R. E. Nahory, and J. R. Chelikowsky, *Orientation Dependence of Free-Carrier Impact Ionization in Semiconductors: GaAs*, Phys. Rev. Lett. **39**, 295–298 (1977).
- [53] M. V. Fischetti, *Monte Carlo Simulation of Transport in Technically Significant Semiconductors of the Diamond and Zinc-Blende Structures-Part I: Homogeneous Transport*, IEEE Trans. Electron Devices **38**, 634–649 (1991).
- [54] J. Bude, K. Hess, and G. J. Iafrate, *Impact ionization in semiconductors: Effects of high electric fields and high scattering rates*, Phys. Rev. B **45**, 10958–10964 (1992).
- [55] W. Shockley, *??Ge*, Bell Sys. Tech. J **30**, 990 (1951).
- [56] W. Shockley, *PROBLEMS RELATED TO p-n JUNCTIONS IN SILICON*, Solid-State Electron. **2**, 35–67 (1961).
- [57] G. A. Baraff, *Distribution Functions and Ionization Rates for Hot Electrons in Semiconductors*, Phys. Rev. **128**, 2507–2517 (1962).
- [58] G. A. Baraff, *Maximum Anisotropy Approximation for Calculating Electron Distributions; Application to High Field Transport in Semiconductors*, Phys. Rev. **133**, A26–A32 (1964).
- [59] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, *Solid State Physics*, Saunders Company, Philadelphia, 1976.
- [60] F. Bloch, *Über die Quantenmechanik der Elektronen in Kristallgittern*, Z. Phys. **52**, 555–600 (1928).
- [61] P. Y. Yu and M. Cardona, *Fundamentals of Semiconductors*, Springer, Berlin, 1996.

- [62] M. L. Cohen and T. K. Bergstresser, *Band Structure and Pseudopotential Form Factors for Fourteen Semiconductors of the Diamond and Zinc-blende Structures*, Phys. Rev. **141**, 789–796 (1966).
- [63] J. S. Blakemore, *SOLID STATE PHYSICS*, Saunders Company, Philadelphia, 1974.
- [64] K. Fletcher and P. N. Butcher, *An exact solution of the linearized Boltzmann equation with applications to the Hall mobility and Hall factor of n-GaAs*, J. Phys. C: Solid St. Phys. **5**, 212–224 (1972).
- [65] W. Fawcett, A. D. Boardman, and S. Swain, *MONTÉ CARLO DETERMINATION OF ELECTRON TRANSPORT PROPERTIES IN GALLIUM ARSENIDE*, J. Phys. Chem. Solids **31**, 1963–1990 (1970).
- [66] P. C. Mathur and T. K. Saxena, *High-temperature mobility analysis of n-type GaAs in the three-valley (Γ_6^c - L_6^c - X_6^c) model*, J. Appl. Phys. **50**, 5018–5023 (1979).
- [67] B. A. Sanborn, *Electron-electron interactions, coupled plasmon-phonon modes, and mobility in n-type GaAs*, Phys. Rev. B **51**, 14256–14264 (1995).
- [68] A. Leitenstorfer, S. Hunsche, J. Shah, M. C. Nuss, and W. H. Knox, *Femtosecond Charge Transport in Polar Semiconductors*, Phys. Rev. Lett. **82**, 5140–5143 (1999).
- [69] C. J. Stanton and D. W. Bailey, *Rate equations for the study of femtosecond intervalley scattering in compound semiconductors*, Phys. Rev. B **45**, 8369 (1992).
- [70] M. V. Fischett and S. E. Laux, *Monte Carlo analysis of electron transport in small semiconductor devices including band-structure and space-charge effects*, Phys. Rev. B **38**, 9721–9745 (1988).
- [71] J. B. Gunn, *On the Shape of Traveling Domains in Gallium Arsenide*, IEEE Trans. Electron Devices **14**, 720–721 (1967).
- [72] B. L. Gel'mont and M. S. Shur, *CURRENT FILAMENTATION IN HEAVILY DOPED GUNN DIODES*, Sov. Phys. Semicond. **4**, 1419–1423 (1971).
- [73] J. Hirschinger, F.-J. Niedernostheide, W. Prettl, and V. Novák, *Current filament pattern in n-GaAs layers with different contact geometries*, Phys. Rev. B **61**, 1952–1958 (2000).
- [74] H. Kroemer, *Nonlinear Space-Charge Domain Dynamics in a Semiconductor with Negative Differential Mobility*, IEEE Trans. Electron Devices **13**, 27–40 (1966).

- [75] J. B. Gunn, *Effect of Domain and Circuit Properties on Oscillations in GaAs*, IBM J. Res. Dev. **10**, 310–320 (1966).
- [76] J. B. Gunn, *Properties of a Free, Steadily Travelling Electrical Domain in GaAs*, IBM J. Res. Dev. **10**, 300–309 (1966).
- [77] E. Schöll, *Nonlinear Spatio-Temporal Dynamic and Chaos in Semiconductors*, Cambridge University Press, Cambridge, 2001.
- [78] B. L. Gel'mont and M. S. Shur, *THE S-TYPE CHARACTERISTIC IN HIGHLY DOPED GUNN DIODES*, Sov. Phys. Solid State **12**, 1305–1308 (1970).
- [79] V. A. Vashchenko, J. B. Martynov, and V. F. Sinkevitch, *SIMULATION OF MULTIPLE FILAMENTS IN GaAs STRUCTURES*, Solid-State Electron. **41**, 75–80 (1997).
- [80] S. D. Ganichev, S. A. Emel'yanov, and I. D. Yaroshetskii, *Spectral sign inversion of photon drag at far-IR wavelengths*, Sov. Phys. JETP **35**, 368–370 (1982).
- [81] S. D. Ganichev, W. Prettl, and I. N. Yassievich, *Deep impurity-center ionization by far-infrared radiation*, Phys. Solid State **39**, 1703–1726 (1997).
- [82] A. A. Ignatov, E. Schomburg, K. F. Renk, W. Schatz, J. F. Palmier, and F. Mollot, *Response of a Bloch oscillator to a THz-field*, Ann. Phys. **3**, 137–144 (1994).
- [83] S. Winnerl, W. Seiwert, E. Schomburg, J. Grenzer, K. F. Renk, C. J. G. M. Langerak, A. F. G. van der Meer, D. G. Pavelev, Yu. Koschurinov, A. A. Ignatov, B. Melzer, V. Ustinov, S. Ivanov, and P. Kopev, *Ultrafast detection and autocorrelation of picosecond THz radiation pulses with a GaAs/AlAs superlattice*, Appl. Phys. Lett. **73**, 2983–2985 (1998).
- [84] E. N. Grossman, *The coupling of submillimeter corner-cube antennas to gaussian beams*, Infrared Phys. **29**, 875–885 (1989).
- [85] J. Zmuidzinas, A. L. Betz, and R. T. Boreiko, *A CORNER-REFLECTOR MIXER MOUNT FOR FAR INFRARED WAVELENGTH*, Infrared Phys. **29**, 119–131 (1989).
- [86] A. A. Ignatov, K. F. Renk, and E. P. Dodin, *Esaki-Tsu Superlattice Oscillator: Josephson-Like Dynamics of Carriers*, Phys. Rev. Lett. **70**, 1996–1999 (1993).

- [87] A. A. Ignatov, E. Schomburg, J. Grenzer, K. F. Renk, and E. P. Dodin, *THz-Field induced nonlinear transport and dc voltage generation in a semiconductor superlattice due to Bloch oscillations*, Z. Phys. B **98**, 187–195 (1995).
- [88] S. Winnerl, E. Schomburg, J. Grenzer, H.-J. Regl, A. A. Ignatov, K. F. Renk, D. P. Pavel'ev, Yu. Koschurinov, B. Melzer, V. Ustinov, S. Ivanov, S. Schaposchnikov, and P. S. Kop'ev, *Dynamic localization leading to full suppression of the dc current in a GaAs/AlAs superlattice*, Superlattices Microstruct. **21**, 91–94 (1997).
- [89] S. Winnerl, E. Schomburg, J. Grenzer, H.-J. Regl, A. A. Ignatov, A. D. Semenov, K. F. Renk, D. G. Pavel'ev, Y. Koschurinov, B. Y. Melzer, V. M. Ustinov, S. V. Ivanov, S. Schaposchnikov, and P. S. Kop'ev, *Quasistatic and dynamic interaction of high-frequency fields with miniband electrons in semiconductor superlattices*, Phys. Rev. B **56**, 10303–10307 (1997).
- [90] J. N. Hovenier, R. W. van Es, T. O. Klaassen, W. T. Wenckebach, M. Krätschmer, F. Klappenberger, E. Schomburg, S. Winnerl, G. M. H. Knippels, and A. F. G. van der Meer, *Differential electronic gating: A method to measure the shape of short THz pulses with a poorly defined trigger signal*, Appl. Phys. Lett. **77**, 1762–1764 (2000).
- [91] J. N. Hovenier, R. W. van Es, T. O. Klaassen, W. T. Wenckebach, F. Klappenberger, M. Krätschmer, S. Winnerl, E. Schomburg, G. M. H. Knippels, and A. F. G. van der Meer, *Sequential detection technique to measure the shape of short THz pulses in the presence of a large jitter in the trigger signal*, IEE Proc.-Optoelectron. **149**, 99–104 (2002).
- [92] A. A. Ignatov, F. Klappenberger, E. Schomburg, and K. F. Renk, *Detection of THz radiation with semiconductor superlattices at polar-optic phonon frequencies*, J. Appl. Phys. **91**, 1281–1286 (2002).
- [93] A. Meier, *Entwicklung eines Messaufbaus zur Detektion der Lumineszenz von Halbleiter-Mikrostrukturen*, Diplomarbeit, Fachhochschule Regensburg, 2002.
- [94] B. K. Ridley and T. B. Watkins, *The Possibility of Negative Resistance Effects in Semiconductors*, Proc. Phys. Soc. Lond. **78**, 293–304 (1961).
- [95] C. Hilsum, *Transferred Electron Amplifiers and Oscillators*, Proc. IRE **50**, 185–189 (1962).
- [96] S. Winnerl, E. Schomburg, S. Brandl, F. Klappenberger, K. F. Renk, A. F. G. van der Meer, J. N. Hovenier, R. van Es, T. Klaassen, A. A. Ignatov, N. N. Ledentsov, V. M. Ustinov, A. E. Zhukov, A. R. Kovsh, and

- P. S. Kop'ev, *A superlattice detector as a fast direct detector and autocorrelator for terahertz radiation*, Proc. SPIE **3795**, 116–125 (1999).
- [97] C. J. Hwang, *Doping Dependence of Hole Lifetime in n-Type GaAs*, J. Appl. Phys. **42**, 4408–4413 (1971).
- [98] L. V. Keldysh, *IONIZATION IN THE FIELD OF A STRONG ELECTROMAGNETIC WAVE*, Sov. Phys. JETP **20**, 1307–1314 (1965).
- [99] N. Mori, H. Nakano, H. Kubo, C. Hamaguchi, and L. Eaves, *Monte Carlo study on electron motion under mid-infrared free-electron-laser pulses*, Physica B **272**, 431–433 (1999).
- [100] H. Nakano, H. Kubo, N. Mori, C. Hamaguchi, and L. Eaves, *Luminescence from GaAs/AlGaAs quantum well induced by mid-infrared laser pulses*, Physica E **7**, 555–558 (2000).
- [101] N. Mori, T. Takahashi, T. Kambayashi, H. Kubo, C. Hamaguchi, L. Eaves, C. T. Foxon, A. Patanè, and M. Henini, *Study of electron-hole generation and recombination in semiconductors using the Osaka free electron laser*, Physica B **314**, 431–436 (2002).
- [102] S. D. Ganichev, A. P. Dmitriev, S. A. Emel'yanov, Ya. V. Terent'ev, I. D. Yaroshetskii, and I. N. Yassievich, *Impact ionization in semiconductors under the influence of the electric field of an optical wave*, Sov. Phys. JETP **63**, 256–263 (1986).
- [103] L. H. Holway, Jr., *High-frequency breakdown in ionic crystals*, J. Appl. Phys. **45**, 677–683 (1974).
- [104] L. H. Holway, Jr. and D. W. Fradin, *Electron avalanche breakdown by laser radiation in insulating crystals*, J. Appl. Phys. **46**, 279–291 (1975).
- [105] M. Sparks, D. L. Mills, R. Warren, T. Holstein, A. A. Maradudin, L. J. Sham, E. Loh, Jr., and D. F. King, *Theory of electron-avalanche breakdown in solids*, Phys. Rev. B **24**, 3519–3536 (1981).
- [106] B. C. Stuart, M. D. Feit, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, and M. D. Perry, *Laser-Induced Damage in Dielectrics with Nanosecond to Subpicosecond Pulses*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2248–2251 (1995).
- [107] B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, and M. D. Perry, *Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics*, Phys. Rev. B **53**, 1749–1761 (1996).

- [108] D. M. Simanovskii, H. A. Schwettman, H. Lee, and A. J. Welch, *Midinfrared Optical Breakdown in Transparent Dielectrics*, Phys. Rev. Lett. **91**, 107601–1–4 (2003).
- [109] R. Summer, *Angeregtes GaAs: Indizien für Effekte der Blochoszillation in einem natürlichen Halbleiter*, Dissertation, Universität Regensburg, 2002.
- [110] S. G. Liu, *INFRARED AND MICROWAVE RADIATIONS ASSOCIATED WITH A CURRENT-CONTROLLED INSTABILITY IN GaAs*, Appl. Phys. Lett. **9**, 79–81 (1966).
- [111] J. A. Copeland, *SWITCHING AND LOW-FIELD BREAKDOWN IN n-GaAs BULK DIODES*, Appl. Phys. Lett. **9**, 140–142 (1966).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich ganz herzlich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt

- meinen Eltern und meiner Schwester für ein familiäres Umfeld, das mir einen unbeschwerten Start in den „Ernst des Lebens“ ermöglichte und dafür, dass sie mir einen Rückhalt boten, der durch nichts zu ersetzen gewesen wäre.
- Herrn Prof. Dr. Karl F. Renk für die Möglichkeit, diese Arbeit an seinem Lehrstuhl anzufertigen, für den Freiraum, den ich dabei zu Verfügung hatte, für die vielen Anregungen und lehrreichen Diskussionen und für all die über den Bereich Physik hinausgehenden Fähigkeiten, die ich vermittelt bekam.
- Herrn Dr. habil. Ekkehard Schomburg, der durch das Design der GaAs-Proben einen Grundstein der Arbeit legte und sich stets für Fragen und Diskussionen Zeit nahm.
- Herrn Prof. Dr. Leonid V. Keldysh für seine Hilfe bei der theoretischen Beschreibung der Stoßionisation und seine präzisen und dennoch erstaunlich verständlichen Antworten auf meine Fragen.
- Herrn Prof. Dr. Werner Wegscheider für die fruchtbare Zusammenarbeit und die der Herstellung der GaAs-Proben.
- Herrn Prof. Dr. Wilhelm Prettl und Herrn Dr. Sergei Ganichev für die Möglichkeit, an ihrem Lasersystem zu messen und für die enge Zusammenarbeit in allen Aspekten rund um das Lasersystem.
- Herrn Dipl.-Phys. Bernhard Rieder für die Domänen-Simulationen und die zusätzlichen Berechnungen, mit denen er die Analyse der Experimente bereicherte, und für die vielen Diskussionen und interessanten Gespräche zu allerlei Themen.
- Herrn Dr. Kyrill Alekseev für sein Interesse und seine Mitarbeit an der Analyse experimenteller Daten und die Wiederbelebung einer tot geglaubten Publikation.

- Herrn Prof. Anatoly A. Ignatov für die fruchtbare Zusammenarbeit bei der Weiterentwicklung der Theorie des Halbleiter-Übergitterdetektors.
- Herrn Dr. Michael Häußler für die fruchtbare Zusammenarbeit rund um die Dickschicht-Photolack-Mikrostrukturierung, für seine Hilfsbereitschaft bei spontanen Aktionen und für zahllose Gespräche und Diskussionen über die Arbeit am Lehrstuhl und den Rest des Universums, die meist hilfreich, interessant und witzig zugleich waren und die ich unter keinen Umständen missen möchte.
- Herrn Dr. Stephan Winnerl für die fundierte Einweisung in die Arbeit eines experimentellen Physikers und die „riesen Gaudi“, die wir rund um die Arbeit hatten.
- Herrn Dr. Roland Scheuerer für das vermittelte Know-How bei der Mikrostrukturierung, die Simulationen zur Domänendynamik in Übergittern und die Einweisung in die Kunst des Cart-Fahrens.
- Herrn Dr. Raimund Summer für die Entwicklung der Pulsmessmethode, die vielen durchgemessenen Tage und Nächte und all die gemeinsamen, außeruniversitären Aktivitäten, ohne die mein Leben um ein gutes Stück langweiliger gewesen wäre.
- Herrn Alexander Meier für den Aufbau eines Photomultipliers, der sich in einer kritischen Phase der Arbeit als ein unverzichtbares Hilfsmittel entpuppte.
- Herrn Matthias Muthmann und Herrn Thomas Ernst für ihr Engagement beim Aufbau eines Fabry-Perot-Interferometers und ihre zuverlässige Arbeitsweise bei den Messungen damit.
- Frau Dipl.-Phys. Annette Vollnhals und Herrn Dipl.-Phys. Manfred Krätschmer für unvergessliche Forschungsaufenthalte in Holland und den USA.
- den Forschungsstudenten Herrn Alexander Weber, Herrn Benjamin Stahl, Herrn Alois Schneider, Herrn Michael Hofstätter, Herrn Adrian Maier und Herrn Dominik Hecht für die gute Zusammenarbeit bei den jeweiligen Projekten.
- unserer durch nichts zu ersetzenden Sekretärin Frau Ulla Turba, die durch Ihre freundliche Art sogar die Erledigung von Papierkram zu einer wahren Freude werden lies.
- Herrn Jörg-Martin Batke, Herrn Helmut Appel, Herrn Anatoly Gluckhovskoy, Frau Dr. Natalia Demarina, Frau Dr. Natalia Alexeeva, Herrn Andreas

Rogl und Herrn Dr. Manish Jain für die Zusammenarbeit am Lehrstuhl und ihre Beiträge zum angenehmen Arbeitsklima.

- unsern Technikern Klaus Lachner, Rudi Reisser und Anton Humbs sowie den Teams der mechanischen und der elektrischen Werkstatt, die alle mit Rat und Tat bei der Beseitigung der vielen kleineren und größeren „alltäglichen“ Probleme mitgeholfen haben.
- allen Mitgliedern des Graduiertenkollegs die mit ihren Aktivitäten meinen Horizont erweitert haben, allen voran Herrn Dr. Jörg Kaidel, Herrn Andreas Jung und Herrn Stefan Schmolt, mit denen die Interaktion besonders Spaß gemacht hat.
- meiner langjährigen Musikerkollegin Frau Dr. Christine Ludwig, auf die bei sozialen Aktivitäten stets zu zählen war und die mir mit ihrem unglaublichen Gehör und ihrem Groove einen musikalischen Ausgleich schuf, der mir half, mich immer wieder neu zu motivieren.
- meinem langjährigen Freund Markus Hof für die er-, be- und gelesene germanistische Hilfe und für seine einzigartige Blickweise auf diese Welt, die immer noch genauso faszinierend, unterhaltsam und hilfreich ist, wie am ersten Tag.
- allen Mitgliedern des Li-Bo-Clubs, allen voran meinen Meisterkollegen und besonders unserem Chung Si, meinem Lehrmeister und Freund Hermann Maßhammer, für die Möglichkeit nach einem langen Unitag in eine andere Welt abzutauchen und den Kopf wieder frei zu bekommen.